

# FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

## AUS DEM INHALT

Prof. O. ZINKE: Die Exponentialleitung als Transformator

Dr.-Ing. H. JUNGFER: Hochfrequenzverstärkung

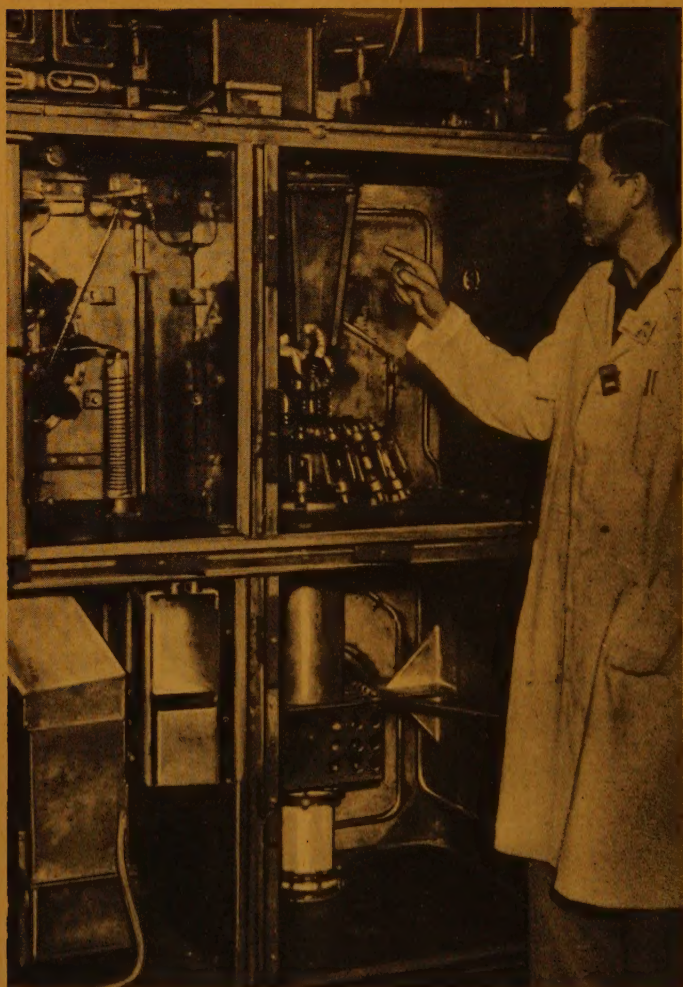
Obering. K. MARTIN: Der Skineffekt

Dr.-Ing. PAUL G. VIOLET: Ultrakurzwellen-Ausbreitung

Dr. Luise Holzapfel: Silikone, ein neuer Kunststoff  
der Elektroindustrie

SEPTEMBER 1947 • HEFT 3 • PREIS 3 MARK

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK G.M.B.H.



(Aufnahme Associated Press)

Heute können wir unseren Lesern einen Einblick in die amerikanische Entwicklung von Zyklotronen geben. Unser Bild zeigt die erste Aufnahme von dem FM-Oszillator des Riesen-Zyklotrons von 4000 Tonnen, das in Berkeley (Kalifornien) in Betrieb ist



**Prof. O. ZINKE**

## Die Exponentialleitung als Transformator

Übersicht: Die Arbeiten von A. W. Ruhrmann und K. W. Wagner werden ergänzt durch die Darstellung der Ortskurven in Abhängigkeit vom Nennübersetzungsverhältnis  $\bar{u}_0$  des Transformators. Das Übersetzungsverhältnis ist bei reellem Abschluß erst oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz konstant, d. h. bei gegebener längster Welle  $\lambda_{\max}$ , bei der die Übersetzung einen bestimmten Fehler nicht überschreiten soll, ist eine von  $\lambda_{\max}$  und  $\ln \bar{u}_0$  abhängige Baulänge erforderlich. Die Aufstellung der verschiedenen Ortskurven ergibt, daß die Baulänge um eine volle Zehnerpotenz verringert werden kann, wenn auf der hochohmigen Seite ein bestimmter Kondensator in Reihe geschaltet und auf der niederohmigen Seite eine Induktivität parallel geschaltet wird.

### I. Einleitung

Im Anschluß an die Arbeiten von Ruhrmann [1] und K. W. Wagner [2] sollen die Eigenschaften der Exponentialleitung als Hochfrequenz-Transformator abgeleitet werden. Für die Praxis interessiert vor allem, wie man einen solchen Transformator bauen muß und welche Länge  $l$  er bekommen soll. Wesentlich ist dabei das Übersetzungsverhältnis  $\bar{u}_0$  als Verhältnis des Ausgangswiderstandes zum Eingangswiderstand. Man fordert, daß man mit dem tatsächlichen Übersetzungsverhältnis  $\bar{u}$  der „Nennübersetzung“  $\bar{u}_0$  möglichst nahe kommt, d. h.  $\bar{u}$  nur um wenige Prozent von  $\bar{u}_0$  abweicht. Der zulässige Fehler wird oft 10% erreichen dürfen.

Da die Exponentialleitung als Hochpaß wirkt, will man wissen, wie lang der Transformator sein muß, damit bei der längsten Grenzwellenlänge, die übertragen werden muß, der zulässige Fehler die genannte Grenze von 10% nicht übersteigt. Es wird zweckmäßig sein, die Ortskurve des Übersetzungsverhältnisses  $\bar{u}$  in Abhängigkeit von  $l/\lambda$  darzustellen.

Bemerkenswert ist, daß im Gegensatz zur gleichmäßigen Leitung die Exponentialleitung einen bestimmten komplexen Widerstand als Abschluß benötigt, wenn auf ihr keine stehenden Wellen auftreten sollen. Es zeigt sich, daß dann bei diesem Abschluß die noch gut übertragene längste Welle 50% größer sein kann als bei rein reellem Abschluß.

Während bisher alle Arbeiten die Exponentialleitung als reinen Hochpaß betrachteten, bei dem zwar eine lange Grenzwelle vorhanden ist, und nach kurzen Wellen zu die Übertragung sich verbessert, wird tatsächlich bei kürzeren Wellen die Herstellungstoleranz eine Grenze ergeben, von der ab erhebliche Schwankungen des Eingangswiderstandes auftreten werden. Eine weitere Grenze erscheint bei hohen Frequenzen, wenn der Abstand zwischen den Leitern mit der Wellenlänge vergleichbar wird, weil dann geringe Unsymmetrien Hohlraumwellen mit zusätzlichen Störungen ermöglichen. Es ist daher zulässig, durch eine weitere Maßnahme eine feste obere Grenzfrequenz bzw. kurze Grenzwelle festzulegen, wenn dadurch der Exponentialtransformator wesentlich verkürzt werden kann. Dies ist in der Tat möglich. Aus den Ortskurven ergibt sich nämlich, daß man zweckmäßig an den beiden Enden des Exponentialtransformators, an dem hochohmigen und niederohmigen Ende je einen Blindwiderstand einbaut. Dabei finden wir folgendes Gesetz:

Auf der hochohmigen Seite ist zwischen Exponentialtransformator und anschließender Leitung ein Kondensator, auf der niederohmigen Seite eine Induktivität zwischen Hin- und Rückleitung einzuschalten.

Bei Dezimeterwellen wird die Induktivität konstruktiv durch eine kurzgeschlossene Stichleitung bzw. einen dünnen Draht verwirklicht werden.

Durch die Anschaltung der richtig bemessenen Blindwiderstände auf beiden Seiten läßt sich die Baulänge auf 14% der sonst notwendigen Länge verkürzen bzw. die siebenfache Wellenlänge übertragen.

## II. Gleichungssystem des Exponential-Transformators

In einem homogenen Medium mit vom Ort unabhängigen  $\epsilon$  und  $\mu$  ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit auch bei veränderlichem  $L$  und  $C$  konstant, so daß  $L \cdot C$  eine feste Größe bleibt. Kennzeichen des Exponential-Transformators ist die exponentielle Veränderung des Wellenwiderstandes mit der Länge. Die Gleichungen seien zunächst für den Fall aufgestellt, daß der Wellenwiderstand vom Anfang (Index a) nach dem Ende (Index e) hin zunimmt. Dann ist

$$\begin{aligned} Z_x &= Z_a e^{\frac{x}{l} \ln \bar{u}_0} = Z_a (\bar{u}_0)^{\frac{x}{l}} \\ L'_x &= L'_a e^{\frac{x}{l} \ln \bar{u}_0} = L'_a (\bar{u}_0)^{\frac{x}{l}} \\ C'_x &= C'_a e^{-\frac{x}{l} \ln \bar{u}_0} = \frac{C'_a}{(\bar{u}_0)^{\frac{x}{l}}} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} Z_e &= Z_a \cdot \bar{u}_0 & L'_e &= L'_a \cdot \bar{u}_0 & C'_e &= \frac{C'_a}{\bar{u}_0} \\ \bar{u}_0 &= \frac{Z_e}{Z_a} = \frac{L'_e}{L'_a} = \frac{C'_a}{C'_e} \end{aligned} \quad (2)$$

Das Gesetz, nach dem sich z. B. in einer konzentrischen Leitung das Durchmesserverhältnis  $D/d$  verändern muß, ist

$$\frac{D}{d} = e^{\frac{Z_a}{60} (\bar{u}_0)^{x/l}}$$

wobei  $Z_a$  in  $\Omega$  gemessen wird.



Der Steigungsfaktor<sup>1)</sup> ist  $(\ln \ddot{u}_0)/l$ , wenn  $\ddot{u}_0$  die Nennübersetzung und  $l$  die Baulänge des Transformators bezeichnet. Seine Aufgabe ist es, einen ohmschen Widerstand vom Betrag  $Z_0$  möglichst frequenzunabhängig in den Widerstand vom Betrag  $Z_a$  zu übersetzen. Dem sind Grenzen gesetzt, die aus den folgenden Gleichungen hervorgehen, welche der gleichmäßigen Leitung entsprechen.

$$u_a = \frac{1}{\sqrt{\ddot{u}_0}} \left( u_0 \cos \left( \frac{2\pi l}{\lambda} w \right) + j Z_0 \Im_0 \frac{\sin \left( \frac{2\pi l}{\lambda} w \right)}{w} + u_0 \frac{\ln \ddot{u}_0}{4\pi l} \frac{\sin \left( \frac{2\pi l}{\lambda} w \right)}{w} \right) \quad (3)$$

$$\Im_a = \sqrt{\ddot{u}_0} \left( \Im_0 \cos \left( \frac{2\pi l}{\lambda} w \right) + j \frac{u_0}{Z_0} \frac{\sin \left( \frac{2\pi l}{\lambda} w \right)}{w} - \Im_0 \frac{\ln \ddot{u}_0}{4\pi l} \frac{\sin \left( \frac{2\pi l}{\lambda} w \right)}{w} \right)$$

Gegenüber den üblichen Gleichungen der gleichmäßigen Leitung bestehen drei Unterschiede:

1. Die Transformation kommt durch  $\sqrt{\ddot{u}_0}$  zum Ausdruck.
  2. Die Wurzel  $w = \sqrt{1 - \left( \frac{\ln \ddot{u}_0}{4\pi l/\lambda} \right)^2}$  ist eine Zahl, die im Übertragungsbereich des Transformators nahe bei 1 liegt und für  $l/\lambda > \frac{\ln \ddot{u}_0}{2}$  praktisch 1 ist.
  3. Es treten zusätzlich zu  $u_0$ - bzw.  $\Im_0$  Glieder auf, deren Größe wesentlich von  $\ln \ddot{u}_0 / 4\pi l/\lambda$  abhängt, die also mit wachsender Frequenz verschwinden.
- Für  $\ddot{u}_0 \rightarrow 1$  ergeben sich offenbar die üblichen Leitungsgleichungen.

### III. Der Eingangswiderstand des Transformators

Aus (3) folgt für den Eingangswiderstand

$$\Re_a = \frac{u_a}{\Im_a} = Z_a \frac{\Re_0 \left[ w \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi l}{\lambda} w \right) + \frac{\ln \ddot{u}_0}{4\pi l/\lambda} \right] + j}{j \frac{\Re_0}{Z_0} + w \operatorname{ctg} \left( \frac{2\pi l}{\lambda} w \right) - \frac{\ln \ddot{u}_0}{4\pi l/\lambda}} \quad (4)$$

$\Re_a$  soll möglichst mit dem Eingangswellenwiderstand  $Z_a$  übereinstimmen. Die Ortskurven, die man für den bezogenen Widerstand  $\Re_a/Z_a$  bzw. den bezogenen Leitwert  $Z_a/\Re_a$  in Abhängigkeit von  $l/\lambda$  bei verschiedenem Übersetzungsverhältnis  $\ddot{u}_0$  zeichnen kann, geben einen guten Überblick über das Verhalten des Eingangswiderstandes bei verschiedener Belastung des Transformators.

<sup>1)</sup> Der Steigungsfaktor  $\ln \ddot{u}_0/l$  ist bei Ruhrmann mit  $\mu$ , bei K. W. Wagner mit  $\zeta$  bezeichnet. Die Einführung der Übersetzung  $\ddot{u}_0$  und der Baulänge  $l$  ist aber besonders zweckmäßig.

# 1. Belastung für den Fall rein fortschreitender Wellen auf dem Transformator

Im Gegensatz zur gleichmäßigen Leitung treten längs des Transformators stehende Wellen auf, wenn er am Ende mit dem rein ohmschen Widerstand  $R_e = Z_e$  belastet wird. Rein fortschreitende Wellen bekommt man nach Ruhrmann [1] durch eine bestimmte komplexe Belastung, deren Größe in unserer Schreibweise lautet:

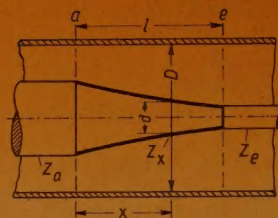


Abb. 1. Bezeichnungen beim Exponential-Transformator

$$R_e = Z_e \left( w - j \frac{\ln \bar{u}_0}{4\pi l / \lambda} \right) = Z_e \left( \sqrt{1 - \left( \frac{\ln \bar{u}_0}{4\pi l / \lambda} \right)^2} - j \frac{\ln \bar{u}_0}{4\pi l / \lambda} \right) \quad (5)$$

Hierbei ist  $|R_e| = Z_e$ . Diese Belastung wird durch einen mit längeren Wellen abnehmenden ohmschen Widerstand und eine Kapazität mit dem Blindwiderstand

$$1/\omega C_z = Z_e \frac{\ln \bar{u}_0}{4\pi l / \lambda} \quad (6)$$

dargestellt. Die notwendige Kapazität  $C_z$ , die in Serie mit dem Widerstand liegen muß, kann übersichtlicher dargestellt werden. Da die Kapazität je cm am Ausgang  $C_e'$  mit  $1/v \cdot Z_e$  übereinstimmt, ist

$$C_z = \frac{2}{\ln \bar{u}_0} C_e' \cdot l \quad (6a)$$

Die notwendige Kapazität ist also proportional der Kapazität einer gleichmäßigen Leitung mit dem Kapazitätsbelag  $C_e'$  (auf der hochohmigen Seite) und der Baulänge  $l$  des Transformators. Ferner geht naturgemäß das Übersetzungsverhältnis  $\bar{u}_0$  in dem Sinne ein, daß  $C$  mit höherem  $\bar{u}_0$  verkleinert werden muß.

Sorgt man für einen Abschlußwiderstand nach (5), so ist, wie man auch durch Einsetzen in (4) erkennt,

$$R_a = Z_a \left( w - j \frac{\ln \bar{u}_0}{4\pi l / \lambda} \right)$$

bzw. der bezogene Leitwert

$$Z_a/R_a = w + j \frac{\ln \bar{u}_0}{4\pi l / \lambda} = P + jQ \quad ^1)$$

Die Ortskurve mit dem Parameter  $l/\lambda$  ist ein Viertelkreis mit dem Radius 1. Der Leitwert nähert sich mit wachsendem  $l/\lambda$  immer mehr dem Punkte 1,0 auf der reellen Achse, der völliger Anpassung entspricht. Für größere Übersetzungsverhältnisse  $\bar{u}_0$  ist bei gleichem Abstand von diesem Punkte, d. h. bei gleicher Fehlanpassung, die notwendige relative Baulänge  $l/\lambda$  entsprechend  $\ln \bar{u}_0$  größer. Diese Viertelkreise sind in Abb. 2a...g für die Übersetzungsverhältnisse  $\bar{u}_0 = \frac{70}{60} / 1,5/2/3/4/6/10$  mit fetten Zahlen für  $l/\lambda = 0,25$  bzw. 0,5 eingetragen. Man erkennt z. B. für  $\bar{u}_0 = 2$ , daß bei 10% Blindanteil (Welligkeit

<sup>1)</sup> P und Q bedeutet in den folgenden Ortskurven Realteil und Imaginärteil von bezogenen Widerständen  $R/Z$  bzw. bezogenen Leitwerten  $G/Z = Z/R$ .



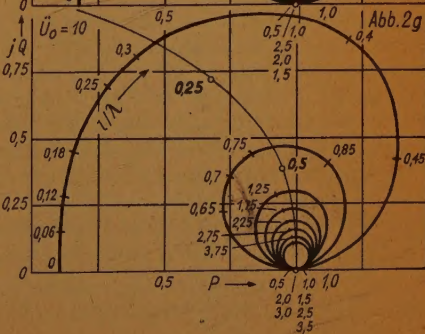
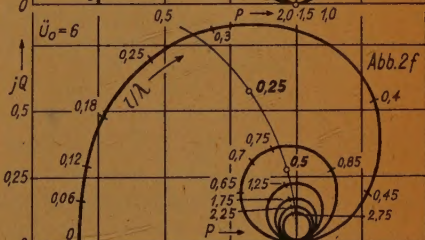
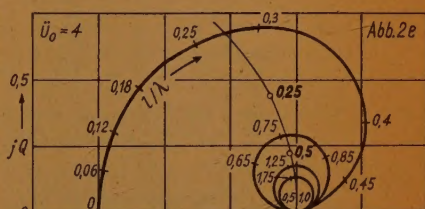
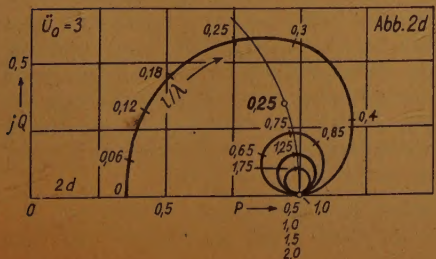
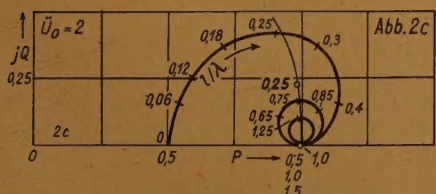
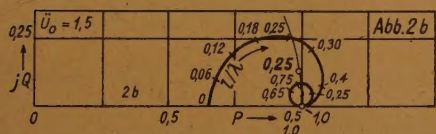
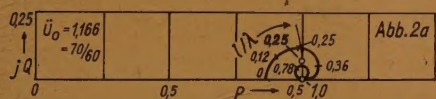
$m = 1,1$ ) die Leitung eine relative Baulänge  $l/\lambda_{\max} = 0,55$  haben muß, wenn  $\lambda_{\max}$  die längste Betriebswelle bedeutet.

## 2. Belastung mit $R_0 = Z_0$ .

Ist der Exponential-Transformator mit seinem Ausgangswellenwiderstand belastet ( $R_0 = Z_0$ ), so laufen die Ortskurven<sup>1)</sup> des Leitwertes  $Z_a/R_a$  in Spiralen um die eben genannten Viertelkreise herum, wie Abb. 2a—g zeigt. Während man sich bei kleinem Übersetzungsverhältnis sehr schnell mit wachsendem  $l/\lambda$  der Anpassung nähert, weiten sich die Spiralen stark auf, je größer das Übersetzungsverhältnis  $\bar{U}_0$  ist. Dabei ist bemerkenswert, daß bei Transformatorlängen, die  $0,5 \lambda/1 \lambda/1,5 \lambda$  usw. entsprechen, exakt Anpassung erreicht ist, während Baulängen von  $0,25 \lambda/0,75 \lambda/1,25 \lambda$  usw. die größte Fehlanpassung aufweisen.

Diese Tatsache wird an Hand der Abb. 3 plausibel. Vergleicht man nämlich die Exponentialleitung der Länge  $\lambda/4$  mit einer  $\lambda/4$ -Leitung mit gleichbleibendem Durchmesser, deren Wellenwiderstand  $Z$  ist, so wird hier der Abschlußwiderstand  $R_0 = Z_0$  in den ohmschen Widerstand  $R_a = Z^2/R_0$  heruntertransformiert, ohne daß Blindkomponenten auftreten. Bei der Exponentialleitung

<sup>1)</sup> Die numerische Berechnung dieser Ortskurven führte Herr Dr. Klemke durch.



sind zwei Unterschiede vorhanden:

1. Am Anfang (a) ist offensichtlich die Kapazität größer als bei der gleichmäßigen Leitung.

2. am Ende (e) besitzt die Exponentialleitung die größere Induktivität.

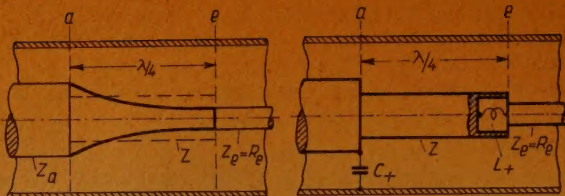


Abb. 3. Vergleich der Exponentialleitung mit einer Leitung mittleren Wellenwiderstandes

Rechts Abb. 4. Ersatzbild der  $\lambda/4$ -langen Exponentialleitung

Abb. 4 zeigt ein grobes Ersatzbild der  $\lambda/4$ -langen Exponentialleitung. Bezeichnet  $L_+$  die Zusatzinduktivität in Serie mit dem Abschlußwiderstand  $R_0$ , den die reflexionsfrei abgeschlossene Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_0$  darstellt, so gilt für den Eingangsleitwert  $1/\mathcal{R}_a$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mathcal{R}_a} &= \frac{R_0 + j\omega L_+}{Z^2} + j\omega C_+ \\ &= \frac{R_0}{Z^2} + j\omega K_+ \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{mit } K_+ = C_+ + \frac{L_+}{Z^2}$$

Man erkennt also, daß sich  $L_+$  und  $C_+$  so unterstützen, daß der Eingangswiderstand ( $\mathcal{R}_a$ ) auf der niederohmigen Seite eine starke kapazitive Komponente besitzt.

Schließt man jetzt eine weitere  $\lambda/4$ -Strecke des Exponential-Transformators an, so wirkt sich die starke kapazitive Belastung nunmehr am Eingang induktiv aus, wie man aus der Transformationsformel für die homogene  $\lambda/4$ -Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_1$

$$\mathcal{R}_{a1} = \frac{Z_1^2}{\mathcal{R}_a}$$

erkennt. Diese induktive Komponente am Eingang wird exakt durch die zusätzliche Kapazität kompensiert, so daß also für den Exponentialtransformator folgender Satz gilt:

Unabhängig vom Übersetzungsverhältnis  $\bar{u}_0$  wird bei reellem Abschluß mit dem Ausgangswellenwiderstand ( $R_0 = Z_0$ ) als Eingangswiderstand  $Z_a$  gemessen, sofern die Baulänge genau  $\lambda/2$  ausmacht. Das gleiche gilt entsprechend für ganze Vielfache von  $\lambda/2$ . Im Gegensatz dazu zeigen die Punkte der Ortskurven, bei denen  $l/\lambda$  eine Viertelwellenlänge bzw. ungerade Vielfache davon beträgt, eine besonders hohe Fehlanpassung. Zu dem Verhalten der Ortskurven bei sehr tiefen Frequenzen sei bemerkt, daß die Kurven senkrecht in den Punkt  $1/\bar{u}_0$  einmünden, wenn sich  $l/\lambda \rightarrow 0$  (Gleichstrom) nähert. Das bedeutet natürlich nur, daß in diesem Falle der Transformator nicht mehr übersetzt, sondern  $R_a = R_0$  ist.

Stellt man nunmehr fest, welche relative Baulänge  $l/\lambda_{\max}$  erforderlich ist, wenn bei  $\lambda_{\max}$  die Welligkeit  $m = 1,1$  zugelassen wird, so ergeben sich aus



Abb. 2a...g Werte, die 50% höher sind, als beim Abschluß mit nach (5) veränderlichem Widerstand + festem Kondensator. Es ist also empfehlenswert, den Kondensator einzuschalten. Dagegen läßt sich eine Frequenzabhängigkeit des Wirkwiderstandes nach (5) wohl kaum darstellen. Es entsteht nun die Frage, wie die Ortskurve aussieht, wenn auf diese Frequenzabhängigkeit verzichtet wird.

### 3. Belastung mit festem Widerstand und Kondensator

Am Ausgang des Exponential-Transformators wird der Kondensator mit der Kapazität

$$C_z = \frac{2}{\ln \bar{u}_0} C'_0 I$$

zwischengeschaltet. Anschließend folgt die Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_0$  (reflexionsfrei abgeschlossen) oder unmittelbar ein Widerstand  $R_0 = Z_0$ .

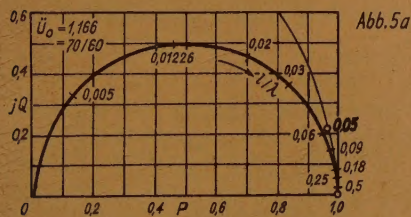


Abb. 5b

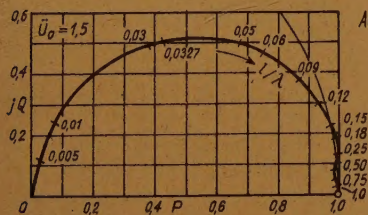


Abb. 5c

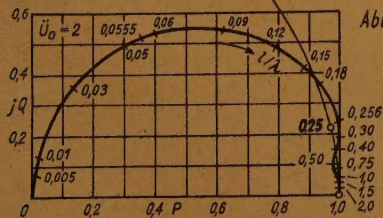
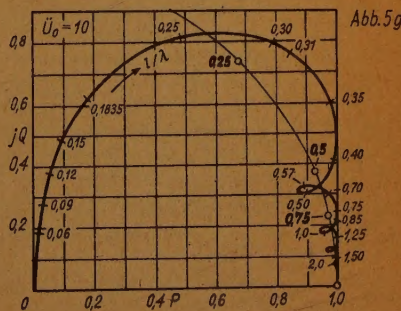
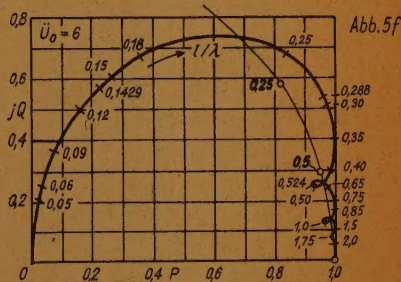
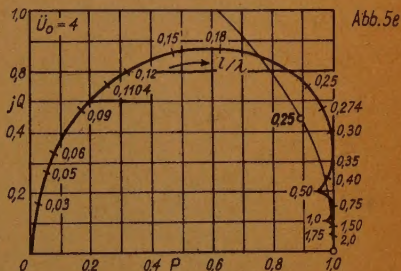
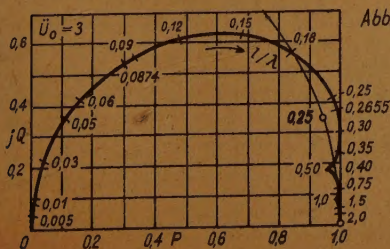


Abb. 5d



Die Ortskurven für den Eingangsleitwert  $Z_a/R_a = P + jQ$  laufen für größere  $l/\lambda$  wieder um den Viertelkreis (s. III, 1) herum, aber nicht in Spiralen wie im Falle ohmscher Belastung, sondern in flachen Wellenlinien<sup>1)</sup> (siehe Abb. 5a...g). Sie nähern sich wie die Viertelkreise mit größerem  $l/\lambda$  stetig dem Anpassungspunkt 1,0 auf der reellen Achse. — Bei sehr kleinem  $l/\lambda$  laufen die Ortskurven in den Nullpunkt des Achsensystems, weil der Serienkondensator bei Gleichstrom eine Sperrung bedeutet und damit der Leitwert verschwindet.

Die Baulänge des Transformators entspricht dem Ergebnis bei Anpassung nach (5), weil sich die Ortskurve in der Nähe des Anpassungspunktes mit dem Viertelkreis nahezu deckt. Da beide annähernd senkrecht in den Punkt 1,0 einmünden, liegt es nahe, durch einen entsprechenden Leitwert am Eingang des Transformators eine Kompensation durchzuführen.

#### IV. Kompensation am Eingang des Transformators

Die richtige Phase und das richtige Frequenzverhalten liefert eine Induktivität

$$L_z = \frac{2}{\ln u_0} L'_z \cdot l$$

parallel zum Eingang des Transformators. Noch besser gelingt die Kompensation, wenn man in Serie mit der Induktivität  $L_z$  einen ohmschen Widerstand  $R_z$  von der Größenordnung des Wellenwiderstandes auf der niederohmigen Eingangsseite des Transformators vorsieht. Die Ortskurve des Leitwertes dieser Reihenschaltung aus  $R_z$  und  $L_z$  ist ein Halbkreis nach Abb. 6. Die Addition zum Leitwert des mit Widerstand und Kapazität belasteten Transformators führt zu einer weitgehenden Kompensation derart, daß auch für sehr geringe Werte  $l/\lambda$  und bis zum Gleichstromfall Anpassung vorhanden ist. Tatsächlich kann natürlich dieser weite Bereich nicht voll ausgenützt werden, weil mit zunehmender Wellenlänge der Wirkungsgrad schnell absinkt. Immerhin ist bemerkenswert, daß die zunächst für die reine Exponentialleitung hinsichtlich der Anpassung bestehende Grenzfrequenz durch die „Anfangsschaltung“ ( $R_z + L_z$  parallel zum Eingang) in Zusammenarbeit mit der „Endschaltung“ (Kapazität und Widerstand) zum Verschwinden gebracht wird.

Selbstverständlich bekommt nun die Anordnung eine obere Grenzfrequenz, sobald die Induktivität in den Bereich ihrer Eigenresonanz gerät. Eine obere Grenzfrequenz ist bei einer idealen Exponentialleitung theoretisch zwar nicht vorhanden. Praktisch wird man auch hier eine obere Grenze beobachten, die einmal durch Herstellungsungenauigkeiten, zweitens durch den schließlich mit der Wellenlänge vergleichbaren Abstand der Leiter voneinander bedingt ist.

Die Baulänge kann demnach soweit verkürzt werden, daß die langwellige Grenze nicht mehr durch die Anpassung, sondern den Wirkungsgrad bestimmt ist. Praktisch braucht die Baulänge bei vorgegebenem  $\lambda_{\max}$  nur etwa 10% der bei rein reellem Abschluß

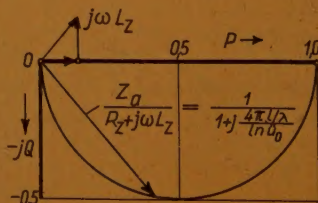


Abb. 6. Bezogener Leitwert der Reihenschaltung  $R_z + j\omega L_z$

<sup>1)</sup> Die Ortskurven Abb. 5a...g wurden von Herrn M. Wlaschütz berechnet.



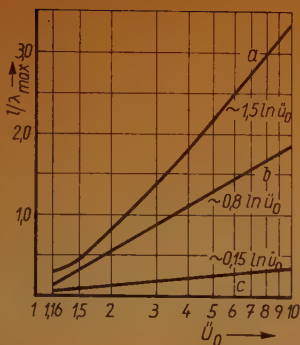


Abb. 7. Notwendige Baulänge  $l$  abhängig vom Übersetzungsverhältnis  $\ddot{u}_0$

notwendigen Länge auszumachen. Damit wird also durch die Endschaltung und Anfangsschaltung der Transformator wesentlich verkürzt. Die bei verschiedenen Schaltungen für 10% Welligkeit sich ergebenden Baulängen sind in Abb. 7 in Abhängigkeit vom Übersetzungsverhältnis  $\ddot{u}_0$  dargestellt. Kurve a gilt für reellen Abschluß  $R_e = Z_0$ , Kurve b für

den Abschluß mit  $Z_0 + \frac{1}{j\omega C_z}$ . In Kurve c

ist zusätzlich zu diesem Abschluß noch am Eingang eine Spule  $L_z$  parallel zwischen Hin- und Rückleitung vorgesehen. Man erkennt deutlich, wie stark  $l/\lambda_{\max}$  gegenüber Kurve a herabgesetzt ist.

### V. Exponential-Transformator mit abnehmendem Wellenwiderstand

Bisher war angenommen, daß in Richtung auf die Belastung gesehen, der Wellenwiderstand zunimmt. Soll im Gegensatz dazu ein niederohmiger Widerstand in einen hochohmigen verwandelt werden, wobei der Wellenwiderstand des Exponential-Transformators in Richtung auf die Belastung abnehmen muß, so bleiben die Ortskurven der Abb. 2a—g und 5a—g erhalten. Nur muß man darunter jetzt die auf den Eingangswellenwiderstand bezogene Kurve des Widerstandes  $R_a/Z_a$  verstehen. Führt man das Übersetzungsverhältnis  $\ddot{u}_0^* = 1/\ddot{u}_0 = Z_a/Z_0$  ein, so kann man nachweisen, daß alle Gleichungen (4) und (5) erhalten bleiben, wenn man nur Widerstand mit Leitwert vertauscht und von der Reihenschaltung zur Parallelschaltung und umgekehrt übergeht.

So muß jetzt auch als Abschluß zur Leitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_0$  eine Induktivität der Größe

$$L_z = \frac{2}{\ln \ddot{u}_0^*} L'_0 \cdot l$$

parallel geschaltet werden. Die Ortskurve für den Eingangswiderstand ist dabei wie in Abb. 5a—g annähernd ein Halbkreis. Der senkrechte Einlauf kann leicht durch eine Kapazität in Serie (d. h. vor den Exponential-Transformator geschaltet) kompensiert werden. Legt man Wert auf vollständige Kompensation bis zu sehr tiefen Frequenzen, so ist der Kondensator noch durch einen Widerstand in der Größenordnung von  $Z_a$  zu überbrücken. Auch hier erkennt man, daß selbst bei Gleichstrom noch Anpassung vorhanden ist, natürlich wiederum auf Kosten des Übertragungswirkungsgrades.

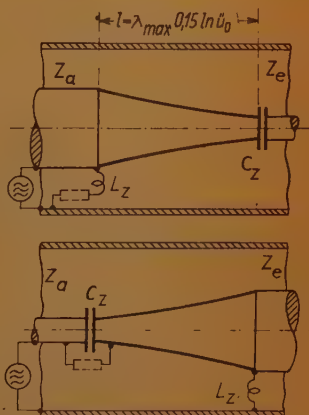


Abb. 8. Prinzipschaltung des kompensierten Exponentialtransformators bei Abwärts- und Aufwärtstransformation

Das einheitliche Ergebnis für die richtige Kompensation lautet:

Der Exponential-Transformator muß auf der hochohmigen Seite mit einer Serienkapazität, auf der niederohmigen Seite mit einer parallelliegenden Induktivität abgeschlossen werden. Die Kompensation kann verbessert werden, wenn auf der Eingangsseite (Senderseite) des Transformators ein Widerstand zugeschaltet wird, der in Reihe mit  $L_z$  liegt bzw.  $C_z$  überbrückt. (S. Abb. 8)

## VI. Frequenzbereich des Exponentialtransformators

Die untere Grenzfrequenz des Transformationsbereiches ist durch die höchste zugelassene Fehlanpassung von 10% (bzw. durch den Wirkungsgrad von mindestens 90%) bestimmt, die obere Grenzfrequenz dadurch gegeben, daß beim kompensierten Transformator die Induktivität ihre Sperrkreisresonanz erreicht und darüber hinaus als Leitungstück mit kapazitivem Charakter wirkt. Man übersieht die Verhältnisse an Hand folgender einfacher Formeln:

Setzt man die Baulänge des kompensierten Transformators

$$l = 0,15 \ln \bar{u}_0 \cdot \lambda_{\max}$$

bei  $L_z$  ein, so folgt

$$L_z = 0,3 L'_0 \cdot \lambda_{\max}$$

Baut man  $L_z$  als konzentrische, am Ende kurz geschlossene Stichleitung der Länge  $l_z$  mit dem Durchmesser Verhältnis  $D_z/d_z$ , so ist

$$l_z \cdot \ln \frac{D_z}{d_z} = 0,3 \lambda_{\max} \ln \frac{D_0}{d_0}$$

Da die kurz geschlossene Leitung der Länge  $l_z$  ihre Sperrkreisresonanz erreicht, wenn  $l_z$  mit  $\lambda/4$  übereinstimmt, so ist  $l_z = \lambda_{\min}/4$  und

$$0,25 \lambda_{\min} \ln \frac{D_z}{d_z} = 0,3 \lambda_{\max} \ln \frac{D_0}{d_0}$$

also der Frequenzbereich bestimmt durch

$$\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = 0,83 \frac{\ln D_z/d_z}{\ln D_0/d_0}$$

Es kommt also für einen großen Frequenzbereich darauf an, den Drahtdurchmesser  $d_z$  der Induktivität  $L_z$  möglichst klein zu halten, im Verhältnis zu  $D_z$ .

Da man leicht in einem Rohr von  $D_z = 10$  mm lichter Weite einen Stahldraht von  $d_z = 0,1$  mm Durchmesser ausspannen kann, ist für  $D_z/d_z$  ein Wert größer als 100 zu erreichen. Damit wird z. B., wenn  $Z$  am Anschlußpunkt der Induktivität 15 Ohm ist

$$\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} > 15$$

erreichbar.

Für größeres  $Z$  ist der Bereich kleiner. Doch erreicht man bei  $Z = 60$  Ohm auf der niederohmigen Seite für  $D_z = 30$  mm und  $d_z = 0,03$  mm Stahldraht immerhin

$$\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = 6$$



## VII. Zahlenbeispiel

Ein durch Zusammenschalten von 4 Kabeln mit je 60 Ohm entstandener Widerstand von 15 Ohm soll auf 60 Ohm transformiert werden. Es ist also  $\ddot{u}_0^* = 4$  und  $\ln \ddot{u}_0^* = 1,39$ . Die längste Welle, bei der eine Fehlanpassung von 10% zugelassen wird, sei  $\lambda_{\max} = 3$  m. Damit ist eine Baulänge von  $l_{\max} = 0,15 \ln \ddot{u}_0^* \cdot \lambda_{\max} = 63$  cm notwendig.

Setzt man für I den Wert

$$I = \lambda_{\max} \cdot 0,15 \ln \ddot{u}_0^*$$

in die Formeln für  $L_z$  und  $C_z$  ein, so ergeben sich

$$L_z = 0,3 L'_e \cdot \lambda_{\max}$$

$$\text{und} \quad C_z = 0,3 C'_a \cdot \lambda_{\max}$$

Besonders einfach wird die zahlenmäßige Berechnung beim Übergang auf die Wellenwiderstände  $Z_e$  und  $Z_a$  (wobei  $v$  im folgenden die Ausbreitungsgeschwindigkeit bedeutet).

$$\text{Mit} \quad L'_e = \frac{Z_e}{v} \quad C'_a = \frac{1}{Z_a \cdot v}$$

$$\text{wird} \quad L_{z(nH)} = Z_{e(\Omega)} \cdot \lambda_{\max(m)}$$

$$\text{und} \quad C_{z(pF)} = \frac{1000}{Z_{a(\Omega)}} \lambda_{\max(m)}$$

Damit wird für  $Z_e = 15$  Ohm und  $Z_a = 60$  Ohm

$$L_z = 45 \text{ nH}$$

$$\text{und} \quad C_z = 50 \text{ pF}$$

Für einen Rohrdurchmesser von  $D_z = 10$  mm lichte Weite und einen Stahldraht von 0,1 mm Durchmesser braucht man dann für die Stichleitung etwa  $l_z = 45$  mm (vom Innenleiter des Transformators gerechnet). Die untere Grenzwellenlänge ist dann etwa  $\lambda_{\min} = 18$  cm und damit

$$\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = \frac{300}{18} \approx 17$$

## Literatur

- [1] A. W. Ruhrmann, Die Energieausbreitung von Leitungen mit exponentiell veränderlichem Wellenwiderstand, Hochfrequenz-Techn. (1941) S. 61
- [2] K. W. Wagner, Die Theorie ungleichförmiger Leitungen, Arch. Elektro-Techn. **36** (1942) S. 69

# Hochfrequenzverstärkung

## Übersicht

Es wird ein Überblick über die bei der Hochfrequenzverstärkung auftretenden Fragen gegeben. Zunächst werden für eine einzelne Stufe Verstärkung, Trennschärfe und Anodenrückwirkung sowie die Besonderheiten bei Kurzwellenverstärkung behandelt. Danach werden der mehrstufige Geradeausverstärker und der Überlagerungsempfänger besprochen. Die Störerscheinungen und Möglichkeiten zu ihrer Verminderung werden angegeben.

## Verstärkung und Trennschärfe

Der Hochfrequenzverstärker in einem Funkempfänger hat, wenn man von der Schwundregelung absieht, im wesentlichen zwei Aufgaben zu erfüllen, nämlich

1. die Verstärkung der von der Antenne gelieferten schwachen Signale bis auf einen zur Aussteuerung des Empfangsgleichrichters ausreichenden Wert und
2. die Trennung der verschiedenen auf die Empfangsantenne einfallenden Sender voneinander.

Um die selektive Verstärkung zu erreichen, werden Röhren und Schwingkreise oder Bandfilter in der in Abb. 1 dargestellten Weise zusammengeschaltet. Man übersieht die Verhältnisse hinsichtlich Verstärkung und Selektion am besten, wenn man Röhren und Schwingkreise durch ihre bekannten Ersatzschaltungen darstellt, wie dies im unteren Teil der Abbildung geschehen ist. Zunächst sei die Verstärkung im Resonanzfall betrachtet, bei der der Widerstand des Schwingkreises rein ohmisch und gleich  $R_p$  ist.

Der Schwingkreis sei transformatorisch mit dem Übersetzungsverhältnis  $\ddot{u} = w_1/w_2$  an die Röhre angekoppelt, so daß der Außenwiderstand  $R_a = \ddot{u}^2 \cdot R_p$  ist. Dann ergibt sich mit den Bezeichnungen der Abb. 1 für die Anodenwechselspannung

$$u_{a_1} = -\mathfrak{A} \cdot R_a = -\mathfrak{A} \cdot \frac{R_i}{R_i + R_a} \cdot R_a = -S \cdot u_{g_1} \frac{R_i \cdot \ddot{u}^2 \cdot R_p}{R_i + \ddot{u}^2 R_p} \quad (1)$$

wobei  $S$  die Steilheit und  $R_i$  den Innenwiderstand der Verstärkerröhre bedeuten. Für die Wechselspannung am Gitter der zweiten Röhre ist

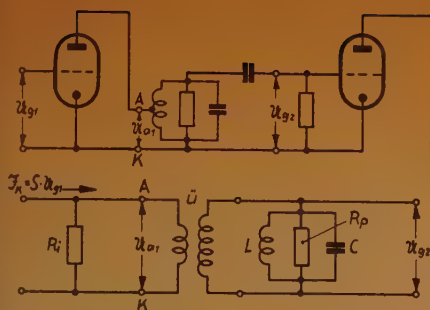
$$u_{g_2} = \frac{1}{\ddot{u}} \cdot u_{a_1} = -S \cdot u_{g_1} \cdot \frac{1}{\ddot{u}} \cdot \frac{R_i \cdot \ddot{u}^2 R_p}{R_i + \ddot{u}^2 R_p} \quad (2)$$

Diese Spannung und damit die Stufenverstärkung  $V' = U_{g_2}/U_{g_1}$  erreicht dann ihren Höchstwert, wenn  $\ddot{u}^2 R_p = R_i$  ist, bzw.

$$\ddot{u} = \ddot{u}_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{R_i}{R_p}} \quad (3)$$

gewählt wird. In der Praxis wird jedoch dieses hinsichtlich der Verstärkung optimale Übersetzungsverhältnis fast nie eingehalten, da durch die Zusammen-





$$V = \frac{U_{a1}}{U_{g1}} = S \cdot \frac{R_i \cdot \bar{u}^2 R_p}{R_i + \bar{u}^2 R_p}$$

$$V' = \frac{U_{a2}}{U_{g1}} = \frac{1}{\bar{u}} \cdot S \cdot \frac{R_i \cdot \bar{u}^2 R_p}{R_i + \bar{u}^2 R_p}$$

Abb. 1. Grundsätzliche Schaltung und Ersatzschaltbild einer Hochfrequenzverstärkerstufe

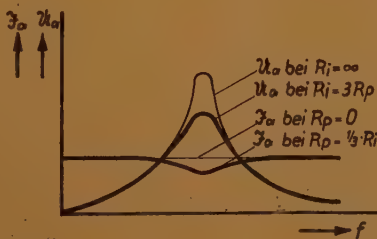
durch fließt ein erheblicher Teil von  $I_k$  über  $R_i$  ab, so daß im Resonanzfall

der Anodenwechselstrom nur  $\frac{R_i}{R_i + R_p} \cdot I_k$  ist. Dementsprechend ist auch die

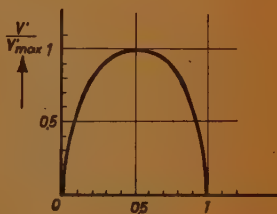
Spannungsüberhöhung um den Faktor  $\frac{R_i}{R_i + R_p}$  schwächer. Die Resonanz-

kurve verläuft flacher und scheint gegenüber der des Kreises allein gedämpft, wie dies in Abb. 2 gezeigt ist. Man bezeichnet diese Erscheinung deshalb auch

Rechts Abb. 2. Anodenwechselstrom und Anodenwechselspannung



Rechts außen Abb. 3. Zusammenhang von Verstärkung und Güte bei verschieden fester Kopplung



als Pseudodämpfung des Schwingungskreises durch die Röhre. Um diese Pseudodämpfung möglichst klein zu halten, darf der Schwingungskreis nicht zu fest an die Röhre angekoppelt werden. Bezeichnet man mit  $g_k$  die Güte des Schwingungskreises allein und mit  $g_v$  die der gesamten Verstärkerstufe, so ist

$$g_v = g_k \cdot \frac{R_i}{R_i + \bar{u}^2 R_p} \quad (4)$$

Man kann die Güteminderung  $\frac{g_v}{g_k}$  in Beziehung setzen zu der jeweiligen Ver-

schaltung des Schwingungskreises mit der Röhre die resultierende Resonanzkurve der gesamten Stufe gegenüber der des einzelnen Kreises allein geändert wird und hierdurch andere Forderungen für die Ankopplung des Kreises an die Röhre entstehen. Um diese klarzulegen, soll der Verlauf der Resonanzkurve der gesamten Verstärkerstufe an Hand ihres Ersatzschaltbildes betrachtet werden.

In größerer Entfernung von der Resonanzfrequenz ist der Außenwiderstand  $R_a$  so klein gegenüber  $R_i$ , daß als Anodenwechselstrom  $I_a$  praktisch der gesamte Kurzschlußstrom  $I_k$  durch  $R_a$  fließt. Bei der Resonanzfrequenz selbst ist  $R_a = R_p$  und liegt etwa in derselben Größenordnung wie  $R_i$ . Hier-

stärkung, indem man Gleichung (2), (3) und (4) vereinigt. Es ergibt sich

$$\frac{V'}{V'_{\max}} = 2 \sqrt{\frac{g_v}{g_k} - \left(\frac{g_v}{g_k}\right)^2} \quad (5)$$

Diese Abhängigkeit ist in Abb. 3 dargestellt. Praktisch arbeitet man stets auf dem rechten Teil der Kurve, da im linken Teil wegen der zu festen Röhrenankopplung außer dem Verstärkungsabfall auch noch eine starke Einbuße an Selektivität in Kauf genommen werden müßte. Bei Trioden, die heute allerdings für Hochfrequenzverstärkung nur noch geringe Bedeutung haben, liegen die Verhältnisse so, daß ein Kompromiß zwischen Verstärkung und Trennschärfe geschlossen werden muß. Bei Pentoden kann dagegen der Schwingkreis voll angekoppelt werden, wobei wegen des hohen Innenwiderstandes dieser Röhren die Güte nur etwa um 5...10% sinkt.

### Anodenrückwirkung

Nach diesem ersten Überblick über das Verhalten einer Hochfrequenzverstärkerstufe sollen jetzt die Betrachtungen etwas verfeinert werden. Das oben angegebene Ersatzschaltbild der Röhre ist nämlich insofern unvollständig, als es die Röhrenkapazitäten vernachlässigt. Berücksichtigt man diese, so erhält man das verbesserte Ersatzschaltbild der Abb. 4. Über die Auswirkung der Röhrenkapazitäten kann von vornherein schon gesagt werden, daß die Kapazitäten  $C_{gk}$  und  $C_{ak}$  sich einfach zu den Schwingkreiskapazitäten der Gitter- bzw. der Anodenseite addieren. Die Kapazität  $C_{ga}$  dagegen koppelt den Gitterkreis mit dem Anodenkreis, so daß die Vorgänge in dem einen eine Rückwirkung auf die in dem anderen haben werden. Dabei ist offensichtlich der Einfluß des Anodenkreises auf den Gitterkreis um ein Vielfaches größer als umgekehrt, da die Anodenwechselspannung um den Betrag der Verstärkung größer ist als die Gitterwechselspannung. Die Rückwirkung des Anodenkreises auf die Gitterseite wird am besten dargestellt durch einen Widerstand oder einen Leitwert, der auf der Gitterseite zusätzlich infolge der Anodenrückwirkung auftritt. Dieser Leitwert berechnet sich zu

$$\mathfrak{G}_g = \frac{\mathfrak{Y}_g}{U_g} = \frac{\mathfrak{Y}_{gk} + \mathfrak{Y}_{ga}}{U_g}$$

$$\text{und mit } \mathfrak{Y}_{gk} = U_g \cdot j\omega C_{gk},$$

$$\mathfrak{Y}_{ga} = (U_g - U_a) j\omega C_{ga} \text{ zu}$$

$$\mathfrak{G}_g = j\omega C_{gk} + j\omega C_{ga} + \mathfrak{B} \cdot j\omega C_{ga} \quad (6)$$

$$\text{oder, da } \mathfrak{B} = -\frac{U_a}{U_g} = S \cdot R_a \cdot \frac{R_i}{R_i + R_a} \text{ ist, zu}$$

$$\mathfrak{G}_g = j\omega \left[ (C_{gk} + C_{ga}) + C_{ga} \cdot S R_i \cdot \frac{1}{1 + R_i/R_a} \right]$$

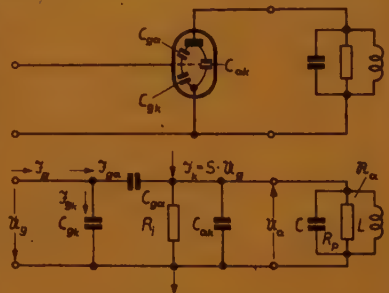
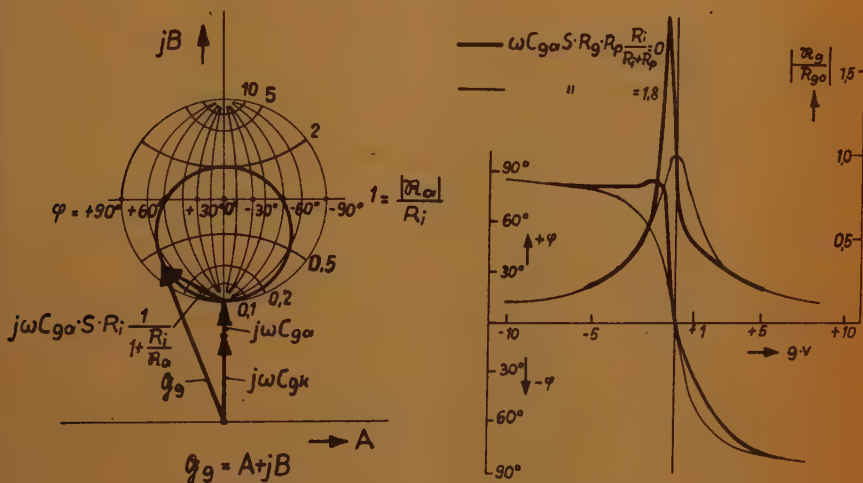


Abb. 4. Ersatzschaltbild des Hochfrequenzverstärkers mit Berücksichtigung der Röhrenkapazitäten



Er setzt sich zusammen aus einem konstanten, durch die Summe von  $C_{gk}$  und  $C_{ga}$  gebildeten und aus einem von der Verstärkung  $\mathfrak{B}$  abhängigen Anteil. Bei der Resonanzfrequenz des Anodenschwingungskreises ist  $\Re_a$  rein reell gleich  $R_p$  und damit auch  $\mathfrak{B}$  rein reell. Der Eingangswiderstand ist dann rein kapazitiv; die dynamische Eingangskapazität ist um  $\mathfrak{B} \cdot C_{ga}$  größer als die statische Eingangskapazität  $C_{gk} + C_{ga}$ . Bei Abweichungen aus der Resonanzlage wird  $\Re_a$  kleiner und außerdem komplex. Dadurch wird der Eingangsleitwert kleiner und erhält außer der kapazitiven noch eine reelle Komponente. Die reelle Komponente ist positiv, wenn  $\Re_a$  kapazitiv ist, d. h. wenn der Schwingkreis oberhalb seiner Resonanzfrequenz betrieben wird, und negativ, wenn  $\Re_a$  induktiv ist, d. h. der Schwingkreis unterhalb seiner Resonanz betrieben wird.

Die Größe des Eingangsleitwertes für beliebige Außenwiderstände ist in Abb. 5 dargestellt. Wird als Außenwiderstand ein Schwingkreis verwendet, so durchläuft der Endpunkt des Vektors des Eingangsleitwertes beim Verändern der Frequenz einen Kreis, wie dies für das Verhältnis  $R_p/R_i = 2$  ebenfalls in Abb. 5 dargestellt ist.



Links Abb. 5. Eingangsleitwert einer Hochfrequenzverstärkerröhre. Rechts Abb. 6. Betrag und Phasenwinkel der Ausgangsspannung einer Hochfrequenzverstärkerstufe ohne und mit Anodenrückwirkung in Abhängigkeit von der Verstimmung

Diese sogenannte Anodenrückwirkung kann im Hochfrequenzverstärker sehr unangenehme Folgen haben und ist deshalb nach Möglichkeit zu unterdrücken. Da nämlich auf der Gitterseite der Hochfrequenzverstärkerröhre fast immer ebenfalls ein Schwingungskreis liegt, wird dieser unterhalb der Resonanzfrequenz entdämpft und oberhalb gedämpft. Hierdurch wird die Resonanzkurve, insbesondere der Phasengang, gegenüber dem Sollverlauf stark verzerrt, wie dies in Abb. 6 dargestellt ist. Die Anodenrückwirkung kann sogar so stark werden, daß der Verstärker ins Schwingen gerät. Die Bedingung, daß noch kein Schwingen auftritt, kann aus Abb. 5 leicht abgelesen werden. Offenbar

muß der durch die Anodenrückwirkung entstehende negative Leitwert kleiner sein als der Wirkleitwert des Gitterschwingkreises. Also

$$\frac{1}{2} \omega C_{ga} \cdot S R_p \cdot \frac{R_i}{R_i + R_p} \leq \frac{1}{R_g} \quad (7a)$$

oder

$$\omega C_{ga} \cdot S R_g \cdot R_p \cdot \frac{R_i}{R_i + R_p} \leq 2 \quad (7b)$$

Um diese Bedingung einzuhalten, darf die Gitteranodenkapazität für gegebene Verhältnisse einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Bei  $f = 1 \text{ MHz}$  ( $\lambda = 300 \text{ m}$ ) und  $R_g = R_p = 200 \text{ k}\Omega$  und einer Pentode ( $R_i \gg R_p$ ) mit  $S = 2 \text{ mA/V}$  muß  $C_{ga} \leq 0,004 \text{ pF}$  bleiben. Dieser Wert wird von modernen Hochfrequenzpentoden, deren  $C_{ga}$  etwa  $0,002 \dots 0,003 \text{ pF}$  beträgt, noch erreicht. Am schwierigsten wird die Einhaltung der Bedingung (7b) im Gebiet von etwa  $100 \text{ m}$  Wellenlänge, weil sich auch hier Resonanzwiderstände in der oben angeführten Größenordnung noch leicht herstellen lassen. Bei noch höheren Frequenzen werden jedoch die erzielbaren Resonanzwiderstände kleiner, so daß die Stabilitätsbedingung (7b) in diesem Gebiet leichter zu erfüllen ist.

### Besonderheiten bei Kurzwellenverstärkung

Mit dem angegebenen Ersatzschema wird das Verhalten des Hochfrequenzverstärkers bis zu Frequenzen von etwa  $1 \text{ MHz}$  vollständig beschrieben. Bis zu dieser Frequenz kann der Eingangswiderstand als die Parallelschaltung einer konstanten Kapazität  $C_g$  und eines praktisch konstanten Wirkwiderstandes  $R_g$  in der Größenordnung mehrerer  $\text{M}\Omega$ , der gegenüber den sonstigen Kreiswiderständen meist zu vernachlässigen ist, dargestellt werden. Bei noch höheren Frequenzen nimmt der Eingangswirkwiderstand  $R_g$  ab und sinkt bei hohen Frequenzen proportional dem Quadrat der Wellenlänge bis auf sehr kleine Werte, wie man aus Abb. 7 erkennen kann; die Eingangskapazität bleibt dagegen in dem ganzen betrachteten Frequenzbereich angenähert unverändert.

Einentsprechendes Verhalten ergibt sich für die Anodenseite der Röhre. Auch hier ist die Ausgangskapazität  $C_a$  im betrachteten Gebiet praktisch konstant, während der Ausgangswiderstand bei wachsender Frequenz abnimmt, wie ebenfalls aus Abb. 7 zu ersehen ist. Dabei ist zu beachten, daß der Ausgangswiderstand bereits bei niedrigen Frequenzen einen endlichen Wert, nämlich den des statisch meßbaren Innenwiderstandes  $R_i$ , aufweist.

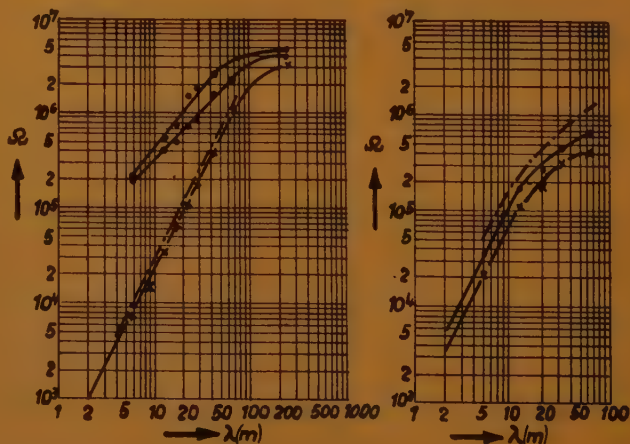


Abb. 7. Abhängigkeit der Wirkkomponente des Eingangs- und Ausgangswiderstandes einer Hochfrequenzpentode AF3 von der Wellenlänge (nach Strutt [1])

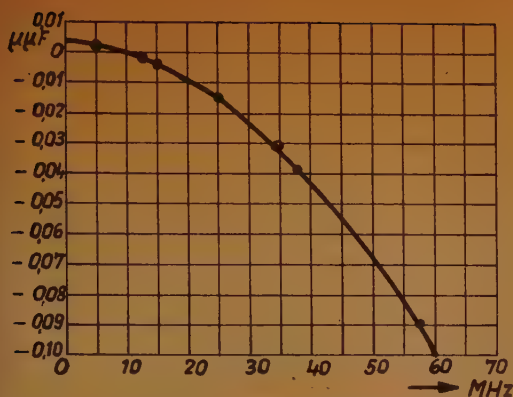


Abb. 8. Abhängigkeit der Rückwirkungskapazität  $C_{ga}$  von der Frequenz (nach Strutt [1])

Der Rückwirkungsleitwert, der bei niedrigen Frequenzen durch die kleine, praktisch konstante Kapazität  $C_{ga}$  dargestellt werden kann, ist im Kurzwellengebiet ebenfalls stark frequenzabhängig, wie die Kurve der Abb. 8 zeigt. Bei einer bestimmten Frequenz, in unserem Beispiel bei 10 MHz, wird die Kapazität zu Null, d. h. bei dieser Frequenz besteht überhaupt keine Rückwirkung des Anodenkreises auf dem Gitterkreis. Bei noch höheren Frequenzen entspricht der Rückwirkungsleitwert einer negativen Kapazität.

Außer diesen Änderungen der Kennwerte des Röhrenersatzschaltbildes muß bei den meisten der verwendeten Röhren im Kurzwellengebiet damit gerechnet werden, daß die Steilheit  $S$  nicht mehr als reelle Größe eingesetzt werden darf, sondern mit einem zusätzlichen negativen Phasenwinkel versehen werden muß; der Betrag von  $S$  ist jedoch bis zu sehr hohen Frequenzen praktisch der gleiche wie im statischen Betrieb.

Die Ursachen für die beschriebenen Abhängigkeiten der Röhreneigenschaften von der Frequenz liegen teils in induktiven oder kapazitiven Kopplungen der Elektrodenzuleitungen und teils in der endlichen Laufzeit der Elektronen innerhalb der Röhre. Das dargestellte Verhalten ist charakteristisch für alle heute verwendeten Röhren, so daß die Betrachtungen über die einzelne Hochfrequenzverstärkerstufe hiermit abgeschlossen werden können.

### Mehrstufige Verstärker

Es soll nun die Hintereinanderschaltung mehrerer Stufen behandelt werden, wie sie erforderlich wird, wenn entweder die mit einer Stufe erzielbare Verstärkung oder Trennschärfe nicht ausreichen.

Um die resultierende Verstärkungskurve zu erhalten, müssen die Verstärkungskurven der einzelnen Stufen miteinander multipliziert werden. Ist, wie fast stets, die resultierende Bandbreite  $B$  des Verstärkers vorgeschrieben, so muß bei Verwendung von mehreren Kreisen die Bandbreite  $B_k$  des Einzelkreises größer gewählt werden, und zwar umso größer, je mehr Stufen benötigt werden. Bei  $n$ -gleichen Kreisen ergibt sich aus der Gleichung für die Resonanzkurve des Einzelkreises leicht

$$B = B_k \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2^n} - 1}} \quad (8)$$

Durch diese Vergrößerung der Bandbreite sinkt aber die Verstärkung so, daß mehr Stufen notwendig werden, um eine gegebene Gesamtverstärkung zu erzielen. Um eine ideale, möglichst rechteckige Resonanzkurve zu erreichen, ist es



bei Verwendung von mehreren Kreisen jedoch nicht am günstigsten, alle Kreise auf die gleiche Frequenz abzustimmen, sondern vorteilhafter, die Kreise etwas gegeneinander zu verstimmen. Für den Fall von vier Kreisen sind in Abb. 9 verschiedene Möglichkeiten dargestellt. Es sei noch bemerkt, daß die gegeneinander verstimmten Kreise sich nicht nur durch wesentlich bessere Trennschärfe, sondern auch noch durch erheblich höhere Verstärkungen auszeichnen als die vier gleich abgestimmten Kreise.

Soll der Hochfrequenzverstärker mehr als vier abstimmbare Stufen erhalten, so ergeben sich bei Geradeausverstärkung folgende Schwierigkeiten:

1. Es ist kaum möglich, über den gesamten Abstimmbereich eine annähernd gleichmäßige Verstärkung zu erzielen, da das  $L/C$ -Verhältnis der Schwingkreise sich stark ändert.
2. Auch eine gleichbleibende Trennschärfe ist aus demselben Grunde nicht zu erreichen.
3. Es ist mechanisch sehr schwierig, mehr als 3 bis 4 Drehkondensatoren auf die Dauer im Gleichlauf zu halten, da bei den dann verhältnismäßig großen Baulängen schon geringste Verbiegungen des Chassis unzulässige Änderungen des Plattenabstandes ergeben.
4. Die hohe Gesamtspannungsverstärkung, die in der Größenordnung von  $10^6 \dots 10^8$  liegt, ist nur durch besonders sorgfältige Abschirmmaßnahmen, wie sie nur beim Bau von Empfindlichkeitsmeßgeräten üblich sind, stabil aufrechtzuerhalten. Der Verstärker würde sonst bereits ins Schwingen geraten, wenn nur der millionste Teil der Ausgangsspannung auf den Eingang zurückgelangen könnte.

Alle genannten Schwierigkeiten lassen sich vermeiden, wenn man statt des Geradeausempfanges Überlagerungsempfang betreibt.

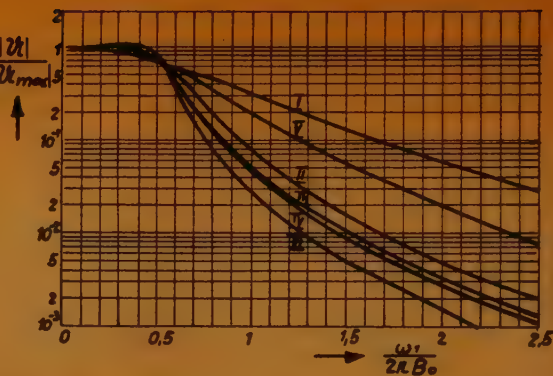


Abb. 9. Resonanzkurven von 4 Kreisen bei verschiedenartiger Abstimmung (nach Strutt [3])

- I. 4 gleiche Kreise, alle abgestimmt auf  $f_0$ ;  $B_0 = 0,36 B$
- II. 2 Kreise mit Bandbreite  $B$ , abgestimmt auf  $f_0 \pm B$  und 2 Kreise mit Bandbreite  $2 B$ , abgestimmt auf  $f_0 \pm 0,5 B$ ;  $B_0 = 2,09 B$
- III. 2 Kreise mit Bandbreite  $B$ , abgestimmt auf  $f_0 \pm 1,5 B$  und 2 Kreise mit Bandbreite  $3 B$ , abgestimmt auf  $f_0$ ;  $B_0 = 3,25 B$
- IV. 2 Kreise mit Bandbreite  $B$ , abgestimmt auf  $f_0 \pm 1,5 B$  und 2 Kreise mit Bandbreite  $3 B$ , abgestimmt auf  $f_0 \pm 0,5 B$ ;  $B_0 = 3,25 B$
- V. 1 Bandfilter  $k g_1 = 1$  und 1 Bandfilter  $k g_2 = 2$ ;  $g_1 = 2 g_2$ ;  $B_0 = B$
- VI. 1 Bandfilter  $k g_1 = 4$  und 1 Bandfilter  $k g_2 = 2$ ;  $g_1 = 2 g_2$ ;  $B_0 = 3,4 B$

### Überlagerungsempfang

Hierbei wird die zu verstärkende Hochfrequenzspannung der Frequenz  $f_h$  zusammen mit der eines Überlagersers von der Frequenz  $f_0$  einer Mischröhre zugeführt. Im Anodenkreis dieser Röhre entsteht dann neben anderen die

Frequenz  $f_u - f_h$ , die sogenannte Zwischenfrequenz  $f_z$ . Die Frequenz des Überlagers wird immer so eingestellt, daß für jede Empfangsfrequenz sich derselbe Wert für  $f_z$  ergibt. Man kann daher im Zwischenfrequenzteil mit fest abgestimmten Kreisen arbeiten. Hierdurch lassen sich gleichbleibende Verstärkung und Trennschärfe und durch Fortfall der vielen Drehkondensatoren leicht die genügende mechanische Stabilität erreichen. Da außerdem die Gesamtverstärkung jetzt zwischen Hochfrequenzteil und Zwischenfrequenzteil aufgeteilt werden kann, ist auch die Schwingneigung des Verstärkers mit mäßigem Abschirmaufwand leicht zu unterdrücken.

Man unterscheidet zwei Arten der Mischung, die additive und die multiplikative Mischung; die grundsätzlichen Schaltbilder sind in Abb. 10 wiedergegeben.

Bei der additiven Mischung liegen Hochfrequenzspannung und Überlagererspannung in Reihe am Gitter der Mischröhre, so daß

$$u_g = u_h \cdot \cos \omega_h t + u_u \cdot \cos \omega_u t \quad (9)$$

ist.

Der Anodenstrom sei durch die Beziehung

$$i_a = I_{a0} + a \cdot u_g + b u_g^2 + c \cdot u_g^3 + \dots \quad (10)$$

dargestellt. Hierin ist



Abb. 10.  
Grundsätzliche Schaltung der additiven und multiplikativen Mischung

$$a = \frac{\delta i_a}{\delta u_g} = S,$$

$$b = \frac{1}{2!} \frac{\delta^2 i_a}{\delta u_g^2} = \frac{1}{2} S',$$

$$c = \frac{1}{3!} \frac{\delta^3 i_a}{\delta u_g^3} = \frac{1}{6} S''.$$

Aus dem quadratischen Glied folgt ein Wechselstrom

$$i_a = \frac{b}{2} [u_h^2 \cdot (1 + \cos 2 \omega_h t) + u_u^2 (1 + \cos 2 \omega_u t)] + b u_h \cdot u_u [\cos (\omega_u - \omega_h) t + \cos (\omega_u + \omega_h) t], \quad (11)$$

der einen Anteil mit der Frequenz  $f_u - f_h$  enthält. Wesentlich für das Auftreten der Differenzfrequenz ist die Bedingung, daß die Kennlinie gekrümmt sein muß ( $b \neq 0$ ).

Bei der multiplikativen Mischung werden Empfangsfrequenz und Überlagerersfrequenz einer Röhre mit zwei Steuergittern zugeführt. Kann die Kennlinie in dem überstrichenen Bereich als geradlinig angesehen werden, so gilt für den Anodenwechselstrom  $i_a = S_1 \cdot u_{g1}$ , wobei  $S_1$  die Steilheit der Anodenstromkennlinie in bezug auf die Spannung des Gitters 1 ist. Bei Röhren vom Hexoden-

typ mit zwei Steuergittern ist die Steuerwirkung des einen Gitters proportional der Spannung des zweiten Gitters ( $S_1 \sim u_{g2}$ ). Daraus folgt, daß

$$i_a \sim u_{g1} \cdot u_{g2} \quad (12)$$

ist. Aus der Produktbildung, die hier auftritt und die dem Verfahren die Bezeichnung multiplikative Mischung eingetragen hat, folgt wiederum ein Wechselstromanteil mit der Differenzfrequenz  $f_u - f_h$ .

Der Vorteil dieses Mischverfahrens gegenüber dem additiven scheint der zu sein, daß zur Mischung keine gekrümmten Kennlinien notwendig sind. Es treten daher weniger Frequenzanteile im Anodenstrom auf als bei der additiven Mischung. Besonders deutlich scheint dieser Vorteil zu werden, wenn außer der gewünschten Hochfrequenz  $f_h$  noch eine Störfrequenz  $f_s$  am Gitter 1 auftritt. Dann entstehen bei additiver Mischung die Frequenzen

$$\begin{array}{ccc} f_h & f_s & f_u \\ 2f_h & 2f_s & 2f_u \\ f_h \pm f_u & f_h \pm f_s & f_s \pm f_u \end{array}$$

Fällt eine dieser Frequenzen in den Bereich des Zwischenfrequenzverstärkers, so ergeben sich Störungen. Sie äußern sich im allgemeinen durch einen mehr oder weniger hohen Pfeifton, da meist die aus der Störfrequenz gebildete Kombinationsfrequenz nicht ganz genau mit der Zwischenfrequenz zusammenfällt. Die Gefahr der Störungen ist um so größer, je mehr Störfrequenzen vorhanden sind.

Bei multiplikativer Mischung entstehen die Frequenzen

$$\begin{array}{ccc} f_h & f_s & f_u \\ f_h \pm f_u & f_s \pm f_u \end{array}$$

Nur wenn zufällig  $f_s = 2f_u - f_h$  ist, liefert die Störfrequenz einen Beitrag zur Zwischenfrequenz. Diese Überlegenheit der multiplikativen gegenüber der additiven Mischung ist jedoch nur theoretisch vorhanden, da in der Praxis die Überlagereramplitude, um eine große Mischsteilheit zu erhalten, stets so hoch gewählt wird, daß die Kennlinie weit in den krummlinigen Bereich hineingesteuert wird. Der einzige, praktisch allerdings sehr wichtige Vorteil ist die Möglichkeit, Empfangsspannung und Überlagererspannung ohne besondere Maßnahmen gegeneinander entkoppelt der Mischröhre zuführen zu können.

Neben den vielen Vorzügen, die der Überlagerungsempfang gegenüber dem Geradeausempfang hat, weist er jedoch eine ganz prinzipielle Schwierigkeit auf. Da die Zwischenfrequenz gleich der Differenz aus Empfangsfrequenz und Überlagererfrequenz ist, wobei es gleichgültig, welche von beiden größer ist, so gibt es grundsätzlich für jede Oszillatoreinstellung zwei Frequenzen, die nach der Mischung mit der Oszillatorfrequenz die Zwischenfrequenz ergeben. Im allgemeinen wird die Empfangsfrequenz niedriger gelegt als die Überlagererfrequenz. Ist z. B. die Zwischenfrequenz  $f_z = 75$  kHz, so muß für eine gewollte Empfangsfrequenz  $f_h = 225$  kHz die Oszillatorfrequenz  $f_u = 300$  kHz betragen. Dann liegt die zweite mögliche Empfangsfrequenz um den Betrag der Zwischenfrequenz höher als die Überlagererfrequenz. Da sie im Frequenzspektrum spiegelbildlich zu der gewollten Empfangsfrequenz liegt, wird sie Spiegelfrequenz genannt. Um Störungen durch die Spiegelfrequenz zu vermeiden, muß durch eine vor der Mischröhre liegende Selektion dafür gesorgt



werden, daß die Spiegelfrequenz praktisch nicht mehr ans Gitter der Mischröhre gelangt.

Der Überlagerungs Empfang ist jedoch nicht nur zweideutig, wie eben beschrieben, sondern infolge der Krümmung der Röhrenkennlinie sogar mehrdeutig. Immer, wenn

$$\pm n \cdot f_u - m \cdot f_h = \pm f_z \quad (13)$$

ist, ergibt sich eine Empfangsmöglichkeit. So bildet z. B. die zweite Harmonische des Oszillators, 600 kHz, sowohl mit 525 kHz als auch mit 675 kHz die Zwischenfrequenz  $f_z = 75$  kHz. Es kann aber auch die 3. Harmonische der Empfangsfrequenz von 225 kHz selbst mit der 2. Harmonischen des Oszillators die Zwischenfrequenz ergeben. Dieser letzte Fall wird als Selbstüberlagerung bezeichnet, da zum Zustandekommen der Störung hier nicht einmal mehr ein fremder Sender nötig ist. Es ist daher auch nicht möglich, diese Art der Störung durch eine noch so gute Vorselektion zu vermindern.

Abhilfe gegen die Mehrdeutigkeit des Überlagerungs Empfanges, die zu den beschriebenen Pfeifstörungen führt, kann mit Ausnahme des Falls der Selbstüberlagerung durch genügende Vorselektion in Verbindung mit zweckmäßiger Wahl der Zwischenfrequenz geschaffen werden. Für die Wahl der Zwischenfrequenz gelten folgende Gesichtspunkte: Erstens darf die Zwischenfrequenz nicht im Empfangsbereich liegen. Sonst ist leicht direkter Empfang von auf der Zwischenfrequenz liegenden Sendern möglich; außerdem ist die Gefahr der Selbsterregung groß. Zweitens soll die Zwischenfrequenz möglichst hoch gelegt werden. Dann ist mit kleinem Aufwand leicht eine genügende Vorselektion herzustellen, da die Spiegelfrequenz einen großen Abstand von der gewollten Empfangsfrequenz hat.

### Störerscheinungen

Außer den bisher beschriebenen Störungen, die nur dem Überlagerungs empfänger eigentümlich sind, gibt es noch eine Anzahl Störungen, die auch beim direkten Hochfrequenzverstärker auftreten können und die sämtlich durch die Krümmung der Röhrenkennlinie hervorgerufen werden. Es sind dies im wesentlichen Modulationsbrumm, Modulationsgradänderung, Modulationsverzerrung und Kreuzmodulation.

Der Modulationsbrumm äußert sich dadurch, daß eine ursprünglich unmodulierte Hochfrequenzspannung durch eine niederfrequente, z. B. aus dem Netzteil herrührende Störspannung  $u_s$ , die an das Gitter der HF-Verstärker röhre gelangt, moduliert werden kann. Der hierbei auftretende Modulationsgrad ist

$$m_b \approx \frac{S'}{S} u_s \quad (14)$$

Er ist proportional der Störampplitude und dem Verhältnis von Krümmung  $S'$  zu Steilheit  $S$ , dagegen unabhängig von der Hochfrequenzampplitude.

Durchläuft eine mit dem Modulationsgrad  $m$  modulierte Hochfrequenz eine Röhre mit gekrümmter Kennlinie, so erscheint die Hüllkurve des Anodenstromes verzerrt gegenüber der der angelegten Gitterspannung. Hieraus resultiert eine Modulationsgradänderung

$$\frac{\Delta m}{m} \approx \frac{1}{4} \cdot \frac{S''}{S} \left(1 - \frac{3}{8} m^2\right) u_h^2 \quad (15)$$

sowie eine Modulationsverzerrung, die als niederfrequenter Klirrfaktor von der Größe

$$D \approx \frac{3}{16} \cdot \frac{S''}{S} \cdot m \cdot u_h^2 \quad (16)$$

in Erscheinung tritt. Beide Störerscheinungen sind proportional dem Quadrat der Hochfrequenzspannung und dem Verhältnis der 2. Ableitung der Steilheit zur Steilheit selbst.

Die unangenehmste Störung, die durch die Kennlinienkrümmung hervorgerufen wird, ist die der Kreuzmodulation. Man versteht hierunter die Erscheinung, daß beim Auftreffen der Wechselspannungen zweier modulierter Sender auf das Gitter der Hochfrequenzverstärkerröhre sich die Modulation des einen Senders auf die Trägerwelle des anderen überträgt. Die Störung ist deshalb so unangenehm, weil sie durch keinerlei nachfolgende Selektionsmittel mehr beseitigt werden kann. Die Forderung nach geringer Kreuzmodulation bestimmt daher wesentlich den Aufbau eines hochwertigen Empfängers. Ist der Modulationsgrad des Nutzsenders  $m_h$  und der des Störsenders  $m_s$ , so ergibt sich der Kreuzmodulationsfaktor, das ist das Verhältnis von Kreuzmodulationsgrad zu Nutzmodulationsgrad

$$\text{zu } m_h \approx \frac{1}{2} \frac{S''}{S} \cdot \frac{m_s}{m_h} \cdot u_s^2 \quad (17)$$

Es erscheint zunächst merkwürdig, daß der Kreuzmodulationsgrad unabhängig von der Nutzamplitude ist. Dies erklärt sich jedoch dadurch, daß sowohl Nutzanteil als auch Störanteil proportional der Amplitude der Nutzspannung sind.

Zu den durch Kennlinienkrümmung hervorgerufenen Störungen kommen bei genügender Verstärkung noch die Störungen durch das Eigenrauschen des Empfängers hinzu. Infolge der thermischen Bewegung der Elektronen entsteht an einem Schwingkreis eine effektive Rauschspannung

$$u_r = \sqrt{4 KT \cdot R_p \cdot \Delta f} \quad (18)$$

Hierin ist  $R_p$  der Resonanzwiderstand,  $\Delta f$  die Bandbreite des Schwingungskreises,  $K$  die Boltzmannsche Konstante und  $T$  die absolute Temperatur.

Durch die quantenhafte Zusammensetzung des Elektronenstromes ist ferner dem Anodengleichstrom eine Rauschkomponente überlagert. Für zahlenmäßige Rechnungen ist es meist zweckmäßig, das Anodenstromrauschen durch das Rauschen eines Widerstandes, der zwischen Gitter und Katode liegend gedacht wird, gleichwertig zu ersetzen. Dieser äquivalente Gitterrauschwiderstand berechnet sich zu

$$R_g = 20 \cdot F^2 \cdot \frac{I_a}{S^2} \quad (19)$$

Hierin ist  $F$  der sog. Schwächungsfaktor, der angibt, um wieviel die betreffende Röhre schwächer rauscht als eine gesättigte Diode mit gleichem Anodenstrom.

Diese beiden Rauschursachen bestimmen unter Berücksichtigung des von der Antenne aufgenommenen Störpegels die Grenze der sinnvollen Hochfrequenzverstärkung überhaupt. Die meisten der heute üblichen Empfänger weisen eine so hohe Verstärkung auf, daß sie diese Grenze leicht erreichen.

## Schlußfolgerungen

Als Abschluß soll noch auf Grund der vorstehenden Ausführungen überlegt werden, wie der Hochfrequenzteil eines besonders hochwertigen Empfängers, bei dem der Aufwand von untergeordneter Bedeutung ist, am besten ausgestaltet werden kann.

Wie üblich, wird die von der Antenne aufgenommene Leistung zunächst auf einen Schwingkreis oder besser ein Bandfilter gegeben. Die Kopplung zwischen Antenne und Filter wird so bemessen, daß sich am Filterausgang das günstigste Verhältnis von Signal zu Rauschen ergibt. Da Mischröhren wesentlich stärker rauschen als gewöhnliche Verstärkerröhren, wird als erste Röhre eine möglichst rauscharme Hochfrequenzverstärkerröhre gewählt. Um die Gefahr der Kreuzmodulation in der darauffolgenden Röhre gering zu halten, wird die Verstärkung aber nur so hoch (etwa 5 . . . 8fach) gewählt, daß die nächste Röhre zum Rauschen praktisch nichts mehr beiträgt. Als Außenwiderstand der ersten Röhre dienen wiederum ein Schwingkreis oder ein Bandfilter. Es folgt eine zweite ähnlich bemessene Verstärkerstufe mit geringer Verstärkung. Ist hiernach die Gefahr der Kreuzmodulation beseitigt, so schließt sich die Mischröhre an, die unter Verzicht auf Mischverstärkung zur Vermeidung von Pfeifstörungen nur schwach ausgesteuert wird. Darauf folgt der Zwischenfrequenzverstärker, in dem ohne besondere Schwierigkeiten die restliche Verstärkung und Trennschärfe gewonnen werden.

## Zusammenfassung

Durch die Zusammenschaltung von Schwingkreisen mit Röhren werden die Selektionseigenschaften des Schwingkreises beeinträchtigt. Durch entsprechend lose Ankopplung kann unter Verzicht auf Verstärkung dafür gesorgt werden, daß dieser Einfluß in zulässigen Grenzen bleibt. Bei Pentoden ist selbst bei unmittelbarem Anschluß des Schwingkreises an die Röhre die Güteminderung vernachlässigbar. Durch die Anodenrückwirkung wird die Resonanzkurve ebenfalls verzerrt. Die Gitteranodenkapazität darf daher eine bestimmte Größe nicht überschreiten. Bei Kurzwellen ist die Abhängigkeit der Röhrenkennwerte von der Frequenz zu beachten. Mehrstufige Verstärker können als Geradeaus- oder Überlagerungsverstärker ausgeführt werden. Bei mehr als vier abstimmbaren Kreisen und bei hoher Gesamtverstärkung ist der Überlagerungsempfänger einfacher aufzubauen. Doch muß darauf geachtet werden, daß keine Störungen durch die grundsätzlich vorhandene Mehrdeutigkeit des Überlagerungsempfängers auftreten.

Durch die Krümmung der Röhrenkennlinie entsteht eine Anzahl von Störerscheinungen, von denen die Kreuzmodulation die wichtigste ist.

## Neues zusammenfassendes Schrifttum

- [1] M. J. O. Strutt, Moderne Kurzwellenempfangstechnik, Springer, Berlin 1939
- [2] H. Barkhausen, Lehrbuch der Elektronenröhren, 2. Bd. Hirzel, Leipzig 1942
- [3] M. J. O. Strutt, Verstärker und Empfänger, Springer, Berlin 1943
- [4] H. Rothe und W. Kleen, Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker, Akadem. Verlagsges. Leipzig 1944
- [5] H. Bartels, Grundlagen der Verstärkertechnik, Hirzel, Leipzig 1944



# Der Skineffekt

Der Strom in einem Leiter verteilt sich bei Wechselstrom nicht gleichmäßig über den ganzen Querschnitt, wie das bei Gleichstrom der Fall ist. Er wird durch seine eigenen elektromagnetischen Felder aus dem Innern des Leiters nach den äußeren Leiterschichten verdrängt.

Er fließt daher nur in einer dünnen Haut (skin) des Leiters. Diese Stromverdrängung verschlechtert die Ausnutzung des Leiterquerschnittes und erhöht somit den Wirkwiderstand.

Das Maß der Widerstandserhöhung bei Wechselstrom gegenüber Gleichstrom ist abhängig von der Frequenz des Stromes und vom Leiterquerschnitt.

Bei Gleichstrom ist bekanntlich der Widerstand eines Leiters

$$R_{gl} = \frac{\rho \cdot l}{q} = \frac{4 \cdot \rho \cdot l}{\pi \cdot d^2} \quad (1)$$

wenn  $\rho$  den spezifischen Widerstand des Materials in  $\frac{\Omega \cdot \text{mm}^2}{\text{m}}$

$l$  die Länge des Leiters in m,

$d$  den Durchmesser des Leiters in mm,

$q = \frac{\pi \cdot d^2}{4}$  den Querschnitt des Leiters in  $\text{mm}^2$  angibt.

Wechselstrom dringt nur bis zur Tiefe  $a$  (siehe Abb. 1) in den Leiter ein. Der bei Wechselstrom wirksame Leiterquerschnitt wird also nur

$$q_w = \frac{\pi}{4} (d^2 - d_1^2) = \pi (d \cdot a - a^2) \quad (2)$$

und man erhält den Wirkwiderstand des Leiters für Wechselstrom, wenn man in (1)  $q$  durch  $q_w$  ersetzt, also

$$R_w = \frac{\rho \cdot l}{q_w} = \frac{\rho \cdot l}{\pi (d \cdot a - a^2)} \quad (3)$$

Die Widerstandserhöhung wird dann

$$p = \frac{R_w}{R_{gl}} = \frac{q}{q_w} \quad \text{oder} \quad p = \frac{1}{4 \cdot \left( \frac{a}{d} - \frac{a^2}{d^2} \right)} \quad (4)$$

Zur Auswertung dieser Gleichung müssen wir uns mit der Leitschichtdicke  $a$  befassen.

Die Stromdichte nimmt, wenn man von der Oberfläche des Leiters nach innen fortschreitet, nach einer e-Funktion ab, wie es Abb. 2 zeigt.

Man ersetzt nun diese verteilte Stromdichte  $i$  durch eine konstante, wie

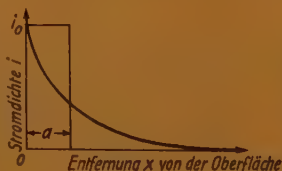
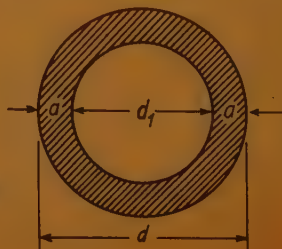


Abb. 2  
Rechts Abb. 1



sie an der Oberfläche des Leiters herrscht. Diese sei  $i_0$  und identisch mit der bei Gleichstrom im gesamten Querschnitt vorkommenden.

Dann ist der Stromdichte  $i_0$  eine Ersatzdicke  $a$  des Leiters zuzuordnen, so daß die unter der e-Kurve liegende Fläche, die den gesamten Wechselstrom darstellt, gleich dem Rechteck  $i_0 \cdot a$  wird.

Die Berechnung von  $a$  führt nun zu den mathematisch sehr komplizierten Besselschen Zylinderfunktionen, wenn man die Gleichung der e-Kurve ansetzt als  $i = i_0 \cdot e^{-m \cdot x}$ , wobei  $m$  eine Funktion von  $f$ ,  $\mu$ ,  $\rho$  und  $d$  ist.

Zur Vereinfachung betrachten wir daher einen einzelnen geraden Draht, durch den ein Hochfrequenzstrom fließt, und bei dem die Stromrückführung in großem Abstand erfolgt. Dann wird  $a \ll d$ .

Aus den Ansätzen der Maxwell-Hertzschen Gleichungen

$$\text{rot } \mathcal{E} = - \frac{d\mathcal{B}}{dt}, \text{ rot } \mathcal{H} = 4\pi i \text{ und } \mathcal{H} = H \cdot e^{j\omega t}$$

erhält man nach einer längeren Rechnung, die hier nicht weitergeführt werden soll, für die Leitschichtdicke  $a$

$$a = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \cdot \mu}} \quad (5)$$

Darin ist

$f$  die Frequenz des Wechselstromes in Hz

$\mu_0$  die absolute Permeabilität  $1,256 \cdot 10^{-8} \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{A}}$

$\mu$  die relative Permeabilität des Materials.

Wenn man nun  $f$  in kHz,  $\rho$  in  $\frac{\Omega \cdot \text{mm}^2}{\text{m}}$  und  $\mu_0$  wie oben angegeben einsetzt,

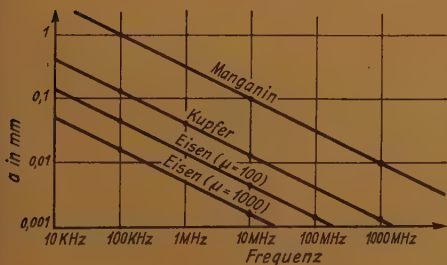


Abb. 3

Leitschichtdicke  $a$  bei verschiedenen Frequenzen

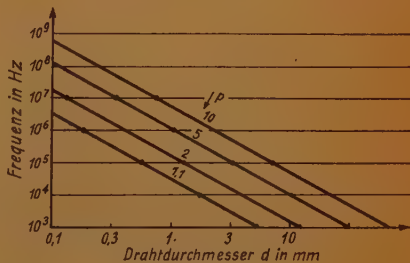


Abb. 4

Widerstandserhöhung  $p$  bei Kupferdraht

erhält man für  $a$  den Wert in mm zu:

$$a = 15,9 \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\mu \cdot f}} \quad (5a)$$

In der Abb. 3 sind für einige Metalle die Leitschichtdicken bei verschiedenen Frequenzen in Kurven dargestellt.

Um die Widerstandserhöhung  $p$  zu berechnen, setzt man (5a) in (4) ein. Man formt dazu (4) noch etwas um, und zwar setzt man das Verhältnis  $\frac{a}{d} = b$ .

Dann ist

$$p = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{b - b^2} = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{b(1 - b)} = \frac{1}{4b} \cdot \frac{1 + b}{1 - b^2} \quad (4a)$$

Da bei Hochfrequenz  $a \ll d$  ist, wird  $\frac{a^2}{d^2} = b^2$  gegen 1 vernachlässigbar.

Somit wird

$$p = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{b} + \frac{1}{4} \quad \text{oder} \quad p = \frac{1}{4} + \frac{d}{4a} \quad (4b)$$

Das ergibt mit (5a)

$$p = \frac{1}{4} + 15,7 \cdot 10^{-3} \cdot d_{(\text{mm})} \sqrt{\frac{\mu \cdot f_{(\text{kHz})}}{\rho_{\left(\frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}\right)}}} \quad (6)$$

Beispiel:

Gegeben sei ein Draht 4 mm  $\varnothing$ , Cu, bei einer Frequenz von 300 kHz.

Für Kupfer ist  $\mu = 1$ ,  $\rho = 0,017 \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$ .

Dann ist die Leitschichtdicke  $a = 15,9 \cdot \sqrt{\frac{0,017}{300}} = 0,122 \text{ mm}$  und die Widerstandserhöhung  $p = \frac{1}{4} + 15,7 \cdot 10^{-3} \cdot 4 \cdot \sqrt{\frac{300}{0,017}} = 8,5$ .

Man kann zur praktischen Auswertung die Gleichung (6) wieder in Kurven darstellen.

In Abb. 4 ist ein solches Diagramm für Kupferdraht gezeichnet.

Man sieht daraus, wie der Hochfrequenzwiderstand gegenüber demjenigen bei Gleichstrom bei derselben Frequenz mit wachsendem Durchmesser außerordentlich ansteigt.

Man verwendet deshalb für Hochfrequenz besser mehrere dünne voneinander isolierte Litzendrähte statt eines einzelnen starken, wenn der Widerstand weitgehend frequenzunabhängig sein soll. Bei stärkeren Strömen empfiehlt sich die Verwendung von Metallröhren statt massiver Leiter.

Nicht nur der Widerstand des Leiters erfährt durch die Stromverdrängung eine Erhöhung, sondern auch die „innere Selbstinduktion  $L_0$ “. Unter den oben gewachten Voraussetzungen wird das Verhältnis des Blindwiderstandes  $\omega \cdot L_0$  zu dem Gleichstromwiderstand  $R_{gl}$ :

$$\frac{\omega \cdot L_0}{R_{gl}} = \frac{d}{4a} = \frac{12a}{64d} \quad (7)$$

Wohlgermerkt gelten diese Berechnungen nur für die oben festgelegte Vereinfachung. Für zu Spulen abgewickelten Draht z. B. ergeben sich Stromverdrängungen, die von der Art der Wicklung beeinflusst werden.



# Ultrakurzwellen-Ausbreitung

## Übersicht über die Theorien und das Schrifttum

(1. Fortsetzung)

Für hinreichend große Entfernungen, und wenn der dielektrische Verschiebungsstrom vernachlässigt werden kann, vereinfacht sich die ziemlich komplizierte Formel von v. d. Pol zu

$$|E_r| = \frac{300}{D} \sqrt{P} \cdot F \left( \frac{D}{\lambda^3}, \sigma^2, \frac{5}{\lambda^6} \right) \quad [\text{mV/m}] \quad (3)$$

worin

$$F = 0,2905 \frac{\sqrt{D}}{\lambda^6} \cdot \frac{e^{-0,0537 \beta_0 \cdot \frac{D}{\lambda^3}}}{\sqrt{a_0^2 + \left( \beta_0 - \frac{9,75 \cdot 10^{-9}}{5 \lambda^3} \right)^2}}$$

gültig für  $\sigma_{\text{elm}} \cdot \lambda_m \gg \varepsilon \cdot 10^{-11}$ , wobei  $D$  in km,  $\lambda$  in m,  $\sigma$  in E.M.E. gegeben sind und  $P$  die Senderleistung in kW darstellt. Es handelt sich dabei gegenüber der Kugel um die radiale, in dem betreffenden Empfangspunkt um die vertikale Feldstärke; Sender und Empfänger befinden sich direkt auf der Erde, bei vertikaler Polarisation des ersteren.

Für Sender und Empfänger einzeln oder beide oberhalb der Erde kommen zu (Gl. 3) noch Höhenfaktoren  $f_s(h_1)$  bzw.  $f_s(h_2)$  hinzu ( $h = b - a$ ), die selbst wieder sehr komplizierte Ausdrücke darstellen und ober- wie unterhalb eines bestimmten Grenzwertes in verschiedener Weise angenähert werden. Sehr nützlich für praktische Zwecke sind jedoch die Kurventafeln bei v. d. Pol, die sich von 20000 m bis 1 m Wellenlänge für Meerwasser und Boden mittlerer Beschaffenheit für mittlere und große Abstände ( $\div 200$  bzw. 2000 km) erstrecken. Für  $\lambda = 7$  m (43 MHz) ist für mittleren Boden sowie für unendliche Leitfähigkeit eine Kurventafel gegeben (Sender auf dem Erdboden sowie in 100 m Höhe, Empfänger auf dem Boden), also für einen beim Fernsehen wichtigen Fall.

Wie die Kurven zeigen, ergibt sich auch für Ultrakurzwellen eine erhebliche Ausbreitung über den optischen Horizont (s. Formelanhang 4) hinaus.

Für horizontal polarisierte Wellen, also von horizontalen Strahlern herührende, ist dem Verfasser noch keine allgemeine Beugungstheorie begegnet, die vorliegender entspräche; ohne Zweifel wäre sie auch noch komplizierter als diese.

Auch Eckersley [20] geht von dem allgemeinen Beugungsproblem der Wellen, die von einem vertikalen Elementardipol stammen, aus. Er gibt nach den Arbeiten von Watson und v. d. Pol die in Anhang 5 verzeichnete Formel für die Feldstärke an, bringt aber über die älteren Arbeiten hinaus Kurven für den Feldstärkengewinn, der durch vergrößerte Höhe von Sender oder Empfänger erreicht wird. Dieser „Höhengewinn“ ist oberhalb einer bestimmten Höhe  $h_0$ , die für  $\lambda = 7$  m etwa 180 m beträgt, praktisch unabhängig von den Erdbodeneigenschaften; bei Höhen unterhalb  $h_0$  ist der Höhengewinn wesentlich größer

über Seewasser als über Land, entsprechend dem dämpfenden Einfluß des Erdbodens. Ferner sind angegeben worden Kurventafeln für die Ausbreitung über See oder Land von mittleren Eigenschaften für  $\lambda = 2, 4, 6, 8, 10$  m bei verschiedenen Höhen der einen Station (in der Regel des Senders); der Feldstärkenzuwachs durch die Höhe der anderen wird aus den erstgenannten Kurven ermittelt. Somit ist eine vollständige Berechnung der Feldstärken für eine gegebene Verbindung zwischen zwei Punkten möglich (vgl. unsere Zusammenstellung von einigen berechneten Werten). Die oben erwähnte kritische Höhe  $h_0$  spielt insofern eine Rolle, als man von einem fiktiven Erdradius  $R_0 = R + h_0$  reden kann, der gewissermaßen für die Abschattung verantwortlich ist. Liegen nämlich Sender und Empfänger außerhalb einer Tangente an der Kugel mit  $R_0$ , so ist ungestörte Ausbreitung vorhanden. Für Höhen unter 500 m und Abstände zwischen 3 und 50 km erfolgt die Feldstärkenabnahme umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung (vgl. auch Abschnitt II 2). Auch der Einfluß der atmosphärischen Brechung der Strahlen infolge des Wasserdampfgehaltes der Luft wird von Eckersley behandelt; es ergibt sich der hier in Abschnitt II 4a wiedergegebene vergrößerte Erdradius, der aber, soweit ersichtlich, den Ausbreitungskurven in dieser Arbeit nicht zu Grunde gelegt ist.

### b) Reflexion an gekrümmter Erde

Bei nicht zu großen Entfernungen kann auch bei Anwendung der Spiegelbildmethode die Erdkrümmung berücksichtigt werden, wie Englund, Crawford, Mumford [12] zeigen. Es findet auch hier die grundsätzliche Formel (1) Anwendung, doch sind die Höhen  $H_1$  und  $H_2$  hier von der im spiegelnden Punkt an die Erde gelegten Tangente aus anzusetzen (vgl. Abb. 4).

Um die Feldstärke zu berechnen, benötigt man ferner die Längen  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$ , A und B sowie den Reflexionswinkel  $\varphi$ , die nicht ohne weiteres gegeben sind und berechnet werden müssen (s. Formelanhang 6). Bei gegebenen Höhen  $h_1$  und  $h_2$  und gegebenem Abstand D findet man A aus einer quadratischen Gleichung. Soll bei konstantem  $h_2$ , wie es einer Feldstärkemessung vom Flugzeug aus entspricht, die Feldstärke in Abhängigkeit von der Entfernung berechnet werden, so empfiehlt sich das halbgraphische Verfahren der Verfasser, nach welchem zunächst A und B, dann  $D = A + B$  als Funktion von  $\tan \varphi$  aufgetragen werden. Zu bemerken ist dabei noch, daß die Strahlenbrechung in der Atmosphäre bei dieser Rechenmethode ohne weiteres berücksichtigt werden kann, indem man den Erdradius um 33% vergrößert ansetzt.

Es ist bei dieser Methode das bei Punkt E liegende Flächenelement als ein ebenes Spiegelstück angesehen und der Reflexionsfaktor  $\mathfrak{R}$ , der für Spiegelung an einer Ebene gilt, benutzt worden. In Wirklichkeit bekommen die Strahlen, an der gekrümmten Fläche reflektiert, eine gewisse Divergenz.

Während der allgemeine Beugungsansatz v. d. Pols sowie die früheren nur für den Fall des vertikalen Strahlers durchgeführt sind, läßt sich diese Reflexionsmethode ebenso gut auch zur Behandlung der horizontalen Polarisation elektrischer Antennen verwenden, indem man für  $\mathfrak{R} = f(n, \vartheta, \varphi)$  die entsprechende Funktion einsetzt. Gleichfalls gilt sie für magnetische Wellen, also Rahmenantennen im Sender. Bezüglich der Reflexionsfaktoren oder Spiegelbildkoeffizienten muß auch hier auf die betreffenden Originalarbeiten verwiesen werden [z. B. 7]. Läßt man in den Formeln (Anhang 6) den Erdradius R unendlich werden, so geht die Feldstärke über in diejenige für Reflexion an einer Ebene. Berechnet man für mittlere Entfernung einen Wert für beide Fälle, so

erhält man für gekrümmte Erde die größere Feldstärke. Es tritt also auch bei dieser Methode hervor, daß die gekrümmte Erde durch Beugung eine Feldstärkevergrößerung bewirkt.

### c) Ausbreitung über gekrümmte Erde als Beugungsproblem

In diesem Abschnitt betrachten wir einige Arten, nach denen die Beugung, von der bereits besprochenen Methode der allgemeinen Lösung abgesehen, behandelt wird. Unter Beugung soll hier nicht so sehr das allgemeine Prinzip der Ausbreitung um einen Körper herum verstanden werden, sondern die Erscheinungen, welche an einer Körperkante auftreten. Der Erdwulst zwischen Sender und Empfänger kann in diesem Sinne als beugende Kante betrachtet werden. Es ist aber auch in entsprechender Weise das Verhalten der Wellen hinter einem Hindernis, insbesondere einem Berg, behandelt worden.

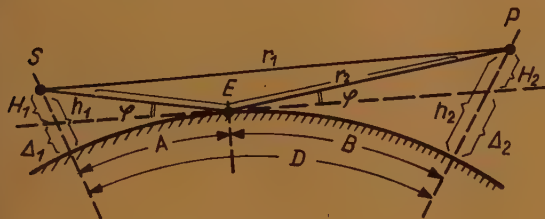


Abb. 4

Bei Burrows, Decino, Hunt [11] findet sich, einer Arbeit von Epstein [21] folgend, das in Abb. 5 dargestellte Ersatzbild, bei welchem die Erde durch einen Schirm ersetzt ist. Dessen Größe ist durch den Schnittpunkt der Tangenten vom Sender- und Empfänger-Fußpunkt aus bestimmt.

Zu Sender und Empfänger sind außerdem die Spiegelbilder hinzuzufügen, so daß sich die in E empfangene Feldstärke aus vier Komponenten zusammensetzt, S nach E und E', S' nach E und E'. Für große Entfernungen sind alle vier Komponenten in ihrem Betrage annähernd gleich. Die Phasendifferenz zwischen der Summe von SE und S'E' und der Summe von SE' und S'E (parallele bzw. gekreuzte Strahlen) entspricht den Verhältnissen bei ebener Erde. Man kann die Feldstärke im Empfänger beziehen auf diejenige Feldstärke, welche sich bei ebener Erde er-

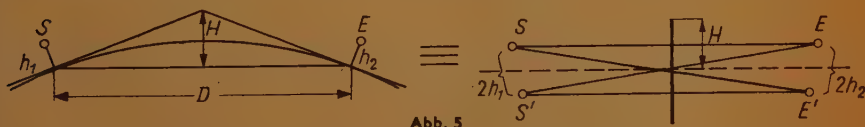


Abb. 5

geben würde, indem man letztere mit einer besonderen Schwächungsfunktion multipliziert, die in der Arbeit [11] aufgetragen ist. Für geringe Entfernungen entspricht diese Funktion nahezu dem Faktor 1, für große ist sie umgekehrt proportional zu  $D^{3/2}$ , so daß sich eine Feldstärkenabnahme mit  $D^{-7/2}$  ergibt. Auch hier kann der vergrößerte Erdradius eingeführt werden, in welchem die atmosphärische Strahlenbrechung berücksichtigt ist. Für den Grenzfall ebener Erde ergibt die Summe der parallelen Strahlen dieses 4-Strahler-Ersatzbildes den direkten, die Summe der schrägen den reflektierten Anteil der Empfangsfeldstärke des früheren 3-Strahler-Ersatzbildes. Das ist nicht ohne weiteres einzusehen; eine mathematische Ableitung, aus der man den Einfluß der Schirmbreite  $2H$  ershen könnte, ist daselbst nicht gegeben.



Für die Beugung der Strahlen an einem Hindernis, nämlich einem Berge, ist von Englund, Crawford, Mumford [12] eine Berechnungsweise angegeben worden, bei welcher gleichzeitig auch die Erdkrümmung berücksichtigt werden kann. Die Ausdrücke lassen erkennen, daß sowohl auf den direkten wie auf den reflektierten Strahl die aus der Optik bekannte Theorie der Fresnelschen Beugungserscheinungen angewandt worden ist; sie entsprechen den Formeln, wie sie sich z. B. bei Joos, Theoret. Physik, S. 337 finden. Der Berg ist dabei als beugende Kante angenommen worden. Beide Strahlen erhalten auf diese Weise je einen zusätzlichen Amplituden- und Phasenfaktor, die bestimmt sind durch die Abstände  $h_1$  und  $h_2$  zwischen der beugenden Kante und dem betreffenden Strahl. Die Faktoren sind dabei durch Fresnelsche Integrale gegeben (s. Abb. 6).

Eine etwas andersartige Behandlung der Beugung, um die Feldstärkenabnahme aus dem Strahlenverlauf hinter der optischen Sicht zu berechnen, findet sich bei Handel und Pfister [22b]. Bei Betrachtung dieser Methode (s. Abb. 7) geht man zweckmäßig vom Empfangspunkt P aus, der durch ein Flugzeug gegeben sei. D—x ist die optische Sicht von diesem aus. Der durch P gehende Strahl berührt in S' tangential die Erde; von dem Sender S her sei seine Bahn entsprechend der Erde gekrümmt, was bei niedrigen Höhen H angenommen werden darf. Ferner ist angenommen, daß in der wagerechten Ebene die Strahlen

bereits vom Sender S, und zwar mit dem Entfernungsgesetz  $\frac{1}{\sqrt{D}}$ , in der vertikalen Ebene jedoch erst vom Punkte S' aus, wo die Beugung einsetzt, mit

$\frac{1}{\sqrt{D-x}}$  divergieren. Nimmt man D und x in km, die Flughöhe h in m, so ist

$D-x = 3,55 \sqrt{h}$ . Die Abnahme der Feldstärke von S nach S' wird gemäß den Formeln von Poincaré, Watson und Laporte angegeben, bei denen der Ab-

(Fortsetzung auf Seite 149)

## FUNK UND TON-TABELLEN

*Viele Wissenschaftler, Ingenieure und Techniker haben ihre Bücher und ihr Tabellenmaterial durch den Krieg verloren. Die Drucklegung größerer Nachschlagewerke war schon in normalen Zeiten nicht einfach und erforderte große Aufwendungen. Heute sind diese Schwierigkeiten fast unüberbrückbar, so daß noch eine geraume Zeit verstreichen wird, bis derartige Arbeiten in größerem Umfang in Buchformat zur Verfügung stehen.*

*Die Redaktion von FUNK UND TON versucht nun, durch die Einführung einer Tabellensammlung diese Lücke zu überbrücken, und veröffentlicht in jedem Heft vier Druckselten, die von dem Leser leicht herausgenommen und nach eigenen Gesichtspunkten abgeheftet werden können.*

*Für Wünsche und Anregungen zur Ausgestaltung der Tabellensammlung sind wir unseren Lesern und Autoren sehr dankbar und bitten um Einsendung von Veröffentlichungsmaterial.*

**Voraussetzung:**

In der Umgebung des Stromkreises befinden sich nur nichtmagnetische Stoffe oder solche von konstanter Permeabilität.

**Begriffsbestimmung:**

Die Selbstinduktion stellt die Beziehung zwischen der in einem Stromkreise induzierten Spannung  $E$  und der Änderungsgeschwindigkeit des in ihm fließenden Stromes  $I$  her, und zwar ist

$$e = -L \frac{di}{dt}$$

( $I, E$  für konstante Werte,  $i, e$  für veränderliche Werte).

In ähnlicher Weise stellt die Gegeninduktivität  $M$  die Beziehung zwischen zwei durch das magnetische Feld gekoppelten Kreisen her. Bezeichnet man die Größen des einen Stromkreises mit dem Index 1, die des anderen mit 2, so ist

$$e_1 = -M \frac{di_2}{dt} \quad e_2 = -M \frac{di_1}{dt}$$

Es ist unter Einführung des Kopplungsfaktors  $k$

$$M = k \sqrt{L_1 L_2}$$

**Meßgrößen:**

Die Einheit der Induktivität ist im technischen Maßsystem das Henry, im elektromagnetischen Maßsystem das cm

$$1 \text{ Hy} = 10^9 \text{ cm}$$

**Abgeleitete Größen:**

Allgemein ist  $L = \frac{\Psi}{i} [\text{H}]$ ;  $\Psi$  = Gesamtfluß oder Flußverketzung in Vs,

$i$  = Stromstärke in A oder  $L = \frac{\Psi}{i} \cdot 10^{-8} [\text{H}]$ ;  $\Psi$  in Maxwell,  $i$  in A.

Wenn alle Leiter diesen Fluß umschließen, kann gesetzt werden


$$\Psi = n \Phi \quad \Phi = \text{Bündelfluß}$$

es gilt dann:

$$L = \frac{n \Phi}{i} [\text{H}] \quad \Phi \text{ in Vs} \quad i \text{ in A.}$$

Der induktive Blindwiderstand  $R_L = j\omega L$ ; er steigt mit der Frequenz des Wechselstromes. Die an ihm liegende Spannung eilt dem Strom um  $90^\circ$  vor.  $U = j\omega L \cdot I$ .

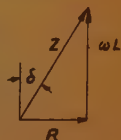
Der Scheinwiderstand einer mit Verlusten behafteten Induktivität

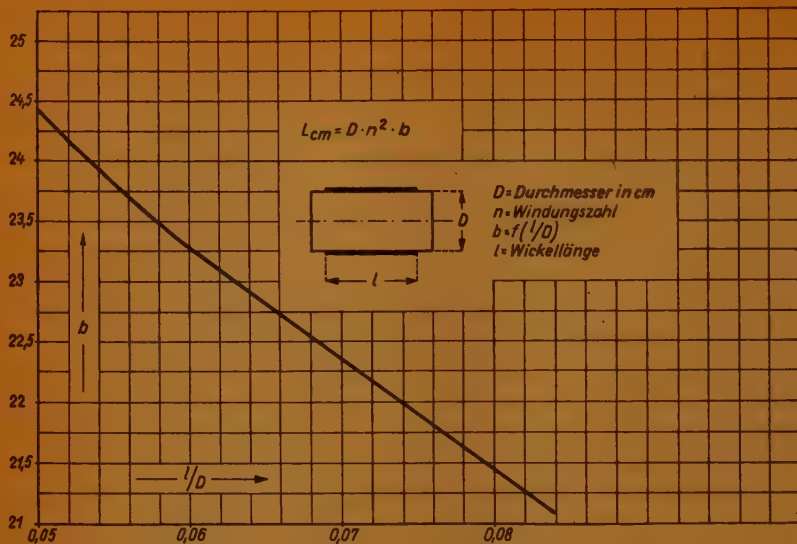
 beträgt  $R_s = R + j\omega L$ ,  $R_s = |R_s| = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$  vektoriell dargestellt:

Zur Bewertung einer solchen Anordnung dient der Güte-

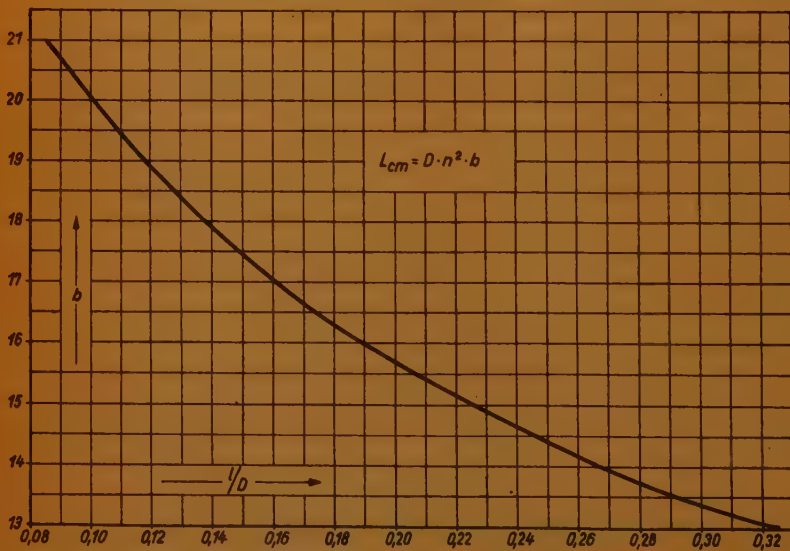
faktor  $G$  (engl., amerik. Q)  $G = \frac{\omega L}{R} = \text{ctg } \delta$ , wenn  $\text{tg } \delta$

der Verlustwinkel ist. Werte des Gütefaktors sind: für Hochfrequenzspulen 100...800.



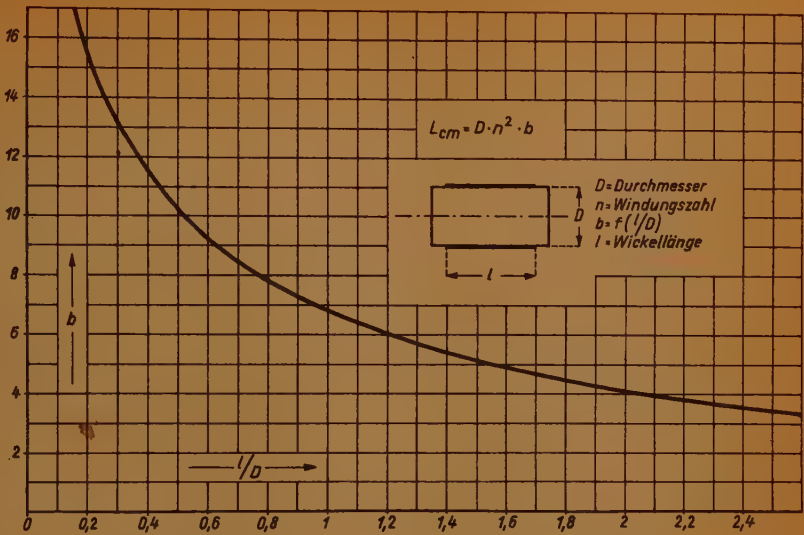


Selbstinduktionsberechnung für einlagige Zylinderspulen

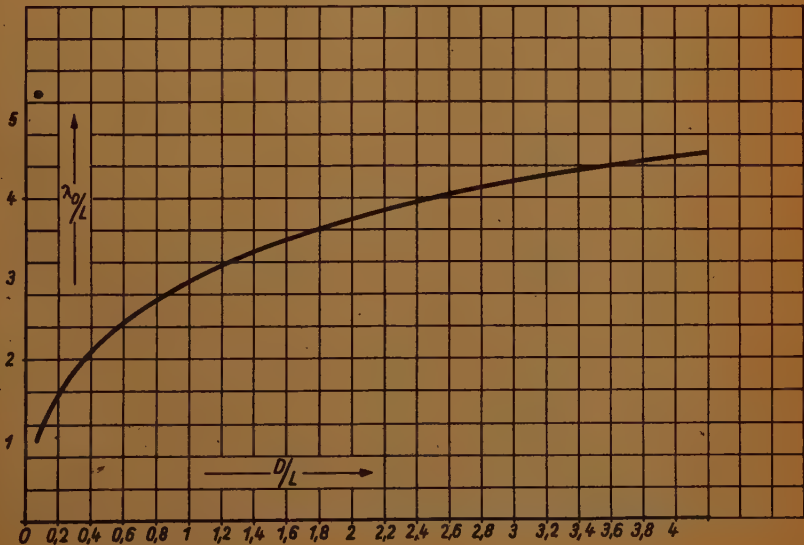


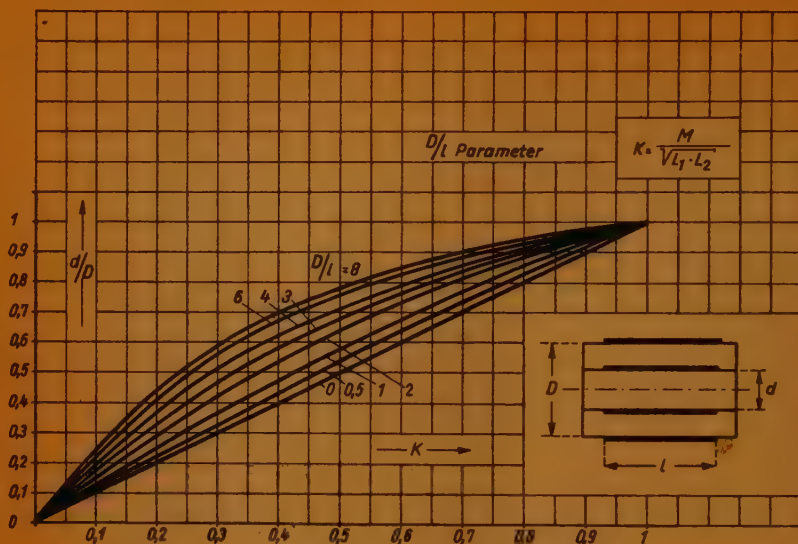
Selbstinduktionsberechnung für einlagige Zylinderspulen



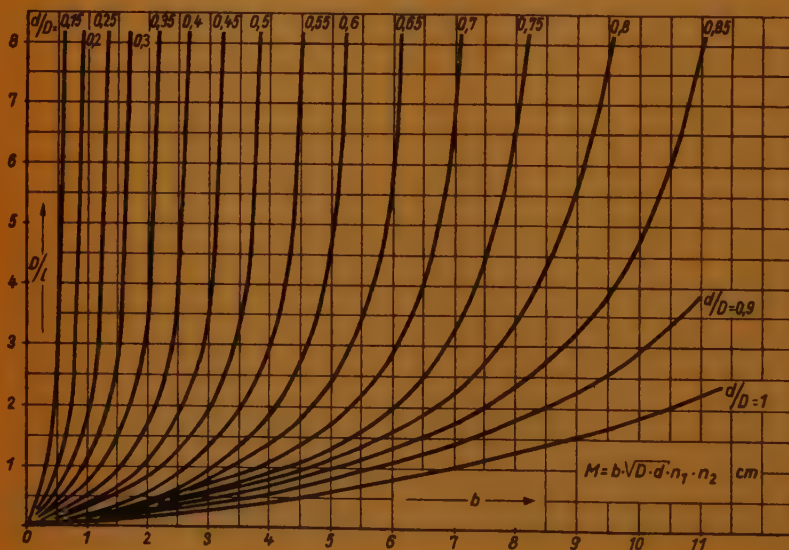


Selbstinduktionsberechnung für einlagige Zylinderspulen

Eigenwelle von Zylinderspulen in Abhängigkeit von der Drahtlänge  $L$



Kopplungskoeffizienten gleichlanger ineinanderliegender Zylinderspulen



Gegeninduktivität coaxialer, gleichlanger ineinandersteckender Zylinderspulen

schattungsfaktor lautet  $\delta = e^{-0,0376 \lambda^{-1/3} x}$  ( $\lambda$  in m,  $x$  in km). Alles zusammenfassend, erhalten Handel und Pfister als Formel für die Feldstärke in P

$$E = \frac{A \cdot e^{-0,0376 \lambda^{-1/3} (D - 3,555 h)}}{\sqrt{D} \cdot \sqrt{3,55 \sqrt{h}}} \quad (4)$$

A ist ein Amplitudenfaktor, dessen Wert nicht angegeben ist. Bezüglich des Abschattungsfaktors  $\delta$  schließt sich diese Formel also an die bereits oben genannte allgemeine Beugungstheorie bzw. Ausbreitung um eine Kugel (von unendlicher Leitfähigkeit) an; sie stellt eine Korrektur zu dieser für den Empfang in größeren Höhen und außerhalb der optischen Sicht dar. Die Ermittlung des Amplitudenfaktors A ist von Handel und Pfister auf indirekte Weise vorgenommen worden. Auf Grund von Reflexionsbeziehungen, die, ähnlich den in II 3b besprochenen, für Ausbreitung innerhalb der optischen Sicht, also bei gekrümmter Erde abgeleitet sind, ist eine Kurve berechnet worden, bei der auch der Amplitudenfaktor bekannt ist. An der Sichtgrenze fällt letztere Kurve sehr stark ab, jedoch wird nun hier die außerhalb der Sicht geltende Kurve nach Gl. (4) angehängt und weiter benutzt, die einen wesentlich flacheren Abfall besitzt. Es sind ferner Meßpunkte einer Flugmessung (Fernsehsender Witzleben,  $\lambda = 7$  m, 2000 bzw. 5000 m Flughöhe) eingetragen, die erstaunlich gut mit der zusammengesetzten Kurve übereinstimmen. Die Arbeit enthält weiterhin eine Reihe von Kurventafeln für  $\lambda = 10; 7; 4; 2; 1; 0,5; 0,25; 0,1$  m für Empfängerhöhen von 20 ... 6000 m sowie Entfernungen bis 600 km.

Die Ergebnisse werden mit denen nach Burrows und Epstein verglichen. Die Rechnung nach Burrows ergibt für große Entfernungen, die nach Epstein für kleine Flughöhen wesentlich größere Werte, während sonst gute Übereinstimmung besteht.

#### 4. DIE STRAHLENKRÜMMUNG IN DER ATMOSPÄRE

Infolge des Wasserdampfes, der in der Atmosphäre enthalten ist, ergibt sich ein von unten nach oben abnehmender, mit den Jahreszeiten und der Witterung schwankender Berechnungsquotient der Luft, der etwas größer als 1 ist und eine Krümmung bzw. stetige Brechung der Strahlen zum Erdboden hin bewirkt.

Englund, Crawford und Mumford [12] benutzen, um diesen Umstand zu berücksichtigen, ebenso wie Eckersley [20], einen um 33% vergrößerten Erdradius, der in die Formeln gemäß Gl. (4) und Anhang (6) eingesetzt wird.

Bei Schelleng, Burrows, Ferrell [10], welche nach derselben Methode rechnen, findet sich eine Berechnung dieses effektiven Erdradius, bei welchem nunmehr  $\epsilon = 1$  gesetzt werden kann, als wenn der Strahl geradlinig verlief. Als Krümmungsradius für einen in niedriger Atmosphäre horizontal reisenden Strahl bei veränderlichem Brechungsquotienten  $n = \sqrt{\epsilon}$  findet sich dort

$$\rho = - \frac{n}{dn/dh} = - \frac{2 \sqrt{\epsilon}}{d\epsilon/dh} \quad (5)$$

Die Strahlkrümmung ist  $1/\rho$ , die der Erde  $1/R$ . Wählt man ein Koordinatensystem, in welchem der Strahl selbst gerade ist, so erhält man als effektive Erdkrümmung  $1/R' = 1/R - 1/\rho$  und als effektiven Erdradius

$$R' = R \frac{1}{1 - R/\rho} \quad (6)$$



Im Mittel ist  $R' = 1,33 R$ , also 8500 statt 6370 km. Im Sommer ist durchschnittlich  $\rho = 23,800$  km,  $R' = 1,36 R$ ,  $R' = 8650$  km; bei Trockenheit  $\rho = 31,600$  km,  $R' = 1,25 R$ ,  $R' = 7950$  km. Im Winter sind die Schwankungen etwas geringer. Die Berechnung stützt sich auf eine Formel von Zahn, in welcher  $\epsilon - 1$  als Funktion der atmosphärischen Bedingungen angegeben ist.

## b) Behandlung des Strahlenganges

Eckart und Plendl [23] gehen ebenfalls von der Brechung aus, welcher der einzelne Strahl in der Atmosphäre unterliegt. Nach einer eingehenden physikalischen Betrachtung gelangen sie zu Näherungsformeln (Parabeln) für  $\epsilon - 1$  für trockene, mittelfeuchte und sehr feuchte Luft. Die Berechnung der Strahlenbahn wird auf Grund des Fermatschen Prinzips vorgenommen (Kurven kürzester Laufzeit); es ergibt sich eine Differentialgleichung, aus welcher die bestimmenden Größen des Strahls abgeleitet werden. Auch aus den Beziehungen dieser Verfasser läßt sich ein vergrößerter Erdradius ableiten, der von ihnen für Luftschichten unter 5 km mit  $R' = 7600, 8600, 9850$  km angegeben wird, für trockene, mittelfeuchte, starkfeuchte Luft. Von diesem Vergleich abgesehen, ist aber die Behandlung bei Eckart und Plendl eine wesentlich andere. Auf Grund ihrer Rechnungen geben sie Kurventafeln, aus denen man nacheinander die einzelnen Bestimmungsgrößen eines Strahles entnehmen kann. Es handelt sich also hier gemäß der eingangs gemachten Unterscheidung um eine typische Strahlengangmethode.



Abb. 6

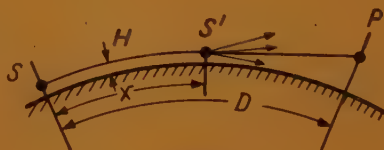


Abb. 7

Die Beugung ist von Eckart und Plendl [23] nicht behandelt worden, da diese der Ansicht sind, daß man sie gegenüber der Strahlenbrechung in der Atmosphäre vernachlässigen kann. In einer besonderen Arbeit beschäftigt sich Eckart [24] mit der Beugungstheorie ultrakurzer Wellen. Er betrachtet zunächst die Ausbreitung längs der Erde nach Poincaré und Watson. Für unendliche Leitfähigkeit würde die Strahlung bei ebener Erde dem Boden folgen; bei gekrümmter Erde tritt dabei ein exponentieller Dämpfungsfaktor auf. Bei endlicher Leitfähigkeit löst sich die Strahlung bereits im ersten Falle vom Boden ab (vgl. die Tatsache, daß sich das Vertikaldiagramm eines Senders bei ganz flachen Strahlwinkeln zu Null einzieht); bei gekrümmter Erde ist die Schwächung naturgemäß noch stärker. Bei den in Frage kommenden Senderleistungen ergibt sich als Ausbreitungsgrenze die optische Sicht.

Ferner zieht Eckart die Arbeiten von v. d. Pol heran. Nach diesen nimmt die Feldstärke am Boden exponentiell mit der Entfernung ab, dagegen das Maximum des Höhendigramms nur mit  $1/D$ . Daraus folge, daß bei Entfernungen von 200...400 km nur der am Boden reflektierte Anteil neben dem primären Feld vorhanden sei, so daß für jede technische Berechnung ausschließlich das Reflexionsdiagramm in Frage komme. Am optischen Horizont ist nach Kurven von v. d. Pol für  $\lambda = 7$  m die Feldstärke bereits auf 1% derjenigen bei normaler, ungeschwächter Ausbreitung abgefallen, so daß sie

bei praktisch vorkommenden Verhältnissen innerhalb des Störpegels liegt. Im Verein mit den beiden anderen Arbeiten<sup>1)</sup>, die in dem gleichen Hefte stehen, kommt Eckart zu dem Schluß, daß für Ultrakurzwellen der Beugungsanteil keine Rolle spielt, sondern für technische Reichweitenbestimmungen allein die atmosphärische Strahlenbrechung bzw. das durch diese verformte Reflexionsdiagramm in Frage komme. Als Begründung dafür gibt er an, daß

- a) die Brechung in der Troposphäre allein ausreiche, um die Reichweite zu erklären;
- b) daß die gemessenen Abweichungen des Ortes der Maxima und Minima im Vertikaldiagramm sich mit denen decken, die die Brechung verursachen;
- c) daß der Verlauf der Vertikaldiagramme die charakteristische Form zeige, die das Reflexionsgesetz erfordere.

Die Berechnungsmethoden von Eckart, Plendl, Ochmann decken sich so im wesentlichen mit der im II 3b beschriebenen Methode der amerikanischen Verfasser, sofern mit dem vergrößerten Erdradius gerechnet wird.

## 5. VERGLEICH EINIGER BERECHNETER WERTE

Für  $\lambda = 7$  m, also eine für das Fernsehen besonders wichtige Frequenz, haben wir bei verschiedenen Höhen von Sender und Empfänger einige Werte nach den verschiedenen Theorien, soweit dies möglich war, berechnet oder den Kurventafeln entnommen. Die praktisch in erster Linie interessierende Größe ist die Reichweite; daher wurde diese berechnet unter Voraussetzung einer Leistung von 20 kW im Sender sowie einer Feldstärke von 1 mV im Empfänger, wie sie für störungsfreien Fernsehempfang zu fordern ist. Besonders ins Auge fallend ist die außerordentliche Reichweitenvergrößerung bei großer Senderhöhe (Flugzeug;  $h_s = 2000$  m auch möglich z. B. zwischen Zugspitze und Bayerischem Oberland). Die Reichweiten sind in nachfolgender Tabelle zusammengestellt:

Tabelle berechneter Reichweiten

		Meter				
Senderhöhe $h_s$ .....	2000	200	100	50	100	
Empfangshöhe $h_e$ .....	25	25	25	25	2 (0)	
Kilometer						
Opt. Reichweite .....	178	68,4	53,5	44,3	35,7	
Reflexion an ebener Erde ..	292	92	65,1	46,1	18,4	
n. Handel und Pfister ..	170	65	40	20	—	
n. v. d. Pol und Bremmer	—	—	—	—	(17)	
n. Eckersley .....	—	56	45	40	(34)	

Leider ließ sich die Reichweite nach den Reflexionsbeziehungen für gekrümmte Erde (vgl. Anhang 6) nicht ohne weiteres berechnen, da dieselben transzendent sind; statt dessen wurde als besonderes Beispiel gewählt

1) Ochmann und Plendl berichten über experimentelle Ausbreitungsuntersuchungen [25]

$h_1 = h_2 = 30 \text{ m}$ ;  $D = 60 \text{ km}$  und die Empfangsfeldstärke bei  $\lambda = 7 \text{ m}$  und  $N = 20 \text{ kW}$  berechnet. Man erhält:

für Reflexion an ebener Erde .....	$E = 0,425 \text{ mV/m}$ ,
für gekrümmte Erde .....	$E = 5,7$ „
nach Handel und Pfister .....	$E = 0,221$ „
nach Eckersley .....	ca. $E = 0,6$ „

Auf die übergroße Feldstärke im zweiten Falle ist von Handel und Pfister, die mehrere Beispiele berechnen, auch hingewiesen worden. Ein Vergleich mit v. d. Pol und Bremmer ließ sich hier nicht ohne weiteres durchführen. In einer weiteren Arbeit [19c] der letzteren ist übrigens der Divergenzfaktor aus einfachen geometrischen Beziehungen abgeleitet worden, mit dessen Hilfe man die Feldstärkenschwächung eines an der Kugelfläche reflektierten und daher divergierenden Strahlenbündels beschreiben kann; an gleicher Stelle findet sich übrigens der Begriff eines sphärischen Reflexionsfaktors, der für sehr flach einfallende Strahlen in den ebenen übergeht und mit diesem zu  $-1$  wird. Unter Benutzung dieser Größen wäre vielleicht eine noch genauere Berechnung möglich.

Einen Vergleich zwischen den Arbeiten von Handel und Pfister, Eckart und Plendl sowie v. d. Pol und Bremmer gibt auch Wundt [26]. Nach v. d. Pol ergäbe sich ein stärkerer Abfall und damit geringere Reichweiten als nach Handel und Pfister. Bei größeren Höhen, praktisch oberhalb einer gewissen Höhe  $h_0$ , verringert sich nach beiden Theorien der Einfluß der Erdbodeneigenschaften sehr stark. Eine vollständige Theorie müßte sowohl die Beugung gemäß den beiden ersten Arbeiten wie auch die Strahlenbrechung, die bei Eckart und Plendl zugrunde gelegt ist, berücksichtigen. Durch Einführung des vergrößerten Erdradius nach Eckersley kann die Strahlenbrechung am einfachsten in die anderen Rechnungen einbezogen werden.

### III. Formelanhang

#### 1. Zu II 2, Gl. (1) und (2):

Für einen kurzen Elementardipol (Ausbreitung im freien Raum) ist die Feldstärke

$$E_0 = 60 \pi [Q] \frac{1l}{\lambda D} \quad [\text{V/m}]$$

wobei  $l$  die Dipollänge,  $D$  der Abstand,  $\lambda$  die Wellenlänge (Längen in m); für einen  $\lambda/2$  Dipol mit einem Strahlungswiderstand von ca.  $80 \Omega$  ist die Leistung  $N = 0,08 I_A^2 [\text{kW}]$ , die effektive Länge  $2/\pi \cdot \lambda/2$ ; bei einem Strom von  $I_A \text{ Amp.}$  gilt folgende Faustformel

$$E_0 = \frac{0,212 \sqrt{N_{\text{kW}}}}{D_{\text{km}}} \quad [\text{V/m}]$$

#### 2. Ableitung von Gl. (2), Reflexion an ebener Erde (Fig. 1):

Für  $r_1 \approx r_2 \approx D$  wird aus  $r_2^2 - r_1^2 = 4 h_1 h_2$ :

$$\begin{aligned} r_2 - r_1 &\approx \frac{2 h_1 h_2}{D} & -1 \cdot \left[ k(r_2 - r_1) \right] &= -\cos k(\ ) - j \sin k(\ ) \\ (k = 2\pi/\lambda) & & &\approx -1 - j \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda D} \end{aligned}$$



Faustformel für  $R_g = 80 \Omega$  (nach Smith-Rose):

$$E = 2,66 \cdot 10^{-3} \frac{h_1 h_2}{\lambda D^2} \sqrt{N_{kw}} \quad [V/m]. \quad (\lambda; h_1; h_2 \text{ in m, } D \text{ in km})$$

3. Zu II 3a, Beugung um Kugel; Ableitung der Differentialgleichung:

Nach „Madelung, Mathematische Hilfsmittel, 1936<sup>III</sup>“, S. 193 und 195 sowie 65 lautet die Wellengleichung  $\Delta Z + k^2 Z = 0$  in Kugelkoordinaten für axiale

Symmetrie ( $D_\varphi \equiv \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ ) ÷

$$\frac{1}{r^2} D_r (r^2 D_r Z) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} D_\vartheta (\sin \vartheta D_\vartheta Z) + k^2 Z = 0.$$

Eine partikuläre Lösung ist

$$Z_n = \frac{1}{\sqrt{r}} \cdot Z_{n+1/2}(kr) \cdot P_n(\cos \Theta) = R(r) \cdot \Theta(\vartheta).$$

Beweis durch Trennung der Variablen nach Einsetzen der Ableitungen, z. B.  $D_\vartheta Z = R \cdot \Theta'$ . Eine Gleichung, deren eine Seite nur von  $r$ , die andere nur von  $\vartheta$  abhängig ist, kann nur bestehen, wenn man sie einer Konstanten gleichsetzt, die hierzu aus praktischen Gründen als  $n(n+1)$  gewählt wird:

$$r^2 \frac{R''}{R} + 2r \frac{R'}{R} + r^2 k^2 = - \frac{1}{\sin \vartheta} D_\vartheta (\sin \vartheta \cdot D_\vartheta \Theta) = n(n+1).$$

Getrennt:

$$a). \quad R'' + \frac{2}{r} R' + R \left( k^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right) = 0$$

ist eine Besselsche Differentialgleichung (s. Emde-Jahnke, Funktionen-tafeln 1933<sup>II</sup>, S. 214, 4. Formel); sie führt auf  $R = \frac{1}{\sqrt{r}} Z_p(kr)$  mit  $p = n + 1/2$ , worin  $Z_p$  die Besselsche Funktion  $p$ -ter Ordnung von  $kr$  ist.

b)  $\frac{1}{\sin \vartheta} D (\sin \vartheta D_\vartheta \Theta) + n(n+1) \Theta = 0$ ; Substitution  $x = \cos \vartheta$  mit  $D = -\sin D_x$  ergibt:  $D_x (\sin^2 \vartheta D_x \Theta) + n(n+1) \Theta = 0$ , ausdifferenziert:  $(x^2 - 1) \Theta'' + 2x \Theta' - n(n+1) \Theta = 0$ . Das ist die Legendresche Differentialgleichung (Emde-Jahnke S. 181, 1. Formel) mit der Lösung

$$\Theta = P_n(\cos \vartheta)$$

(Kugelfunktion erster Art  $n$ -ter Ordnung).

4. Zu II 3a, Feldstärkenformel von Eckersley:

$$E = \frac{0,539 h I e^{-23,9 \vartheta / \lambda}}{\lambda^{7/6} \sin^{1/2} \vartheta} \quad [mV/m]$$

worin  $I$  in Amp.,  $h$  eff. Höhe in km,  $\lambda$  in km,  $\vartheta$  Winkelentfernung zwischen Sender und Empfänger. Höhe, oberhalb deren mit optischer Ausbreitung

gerechnet werden kann:  $h_0 = \lambda \frac{50}{-2/3}$

5. Zu II 3a und b. Die optische Sichtweite (Horizont):

$$X \approx \sqrt{2R} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}); \text{ mittlerer Erdradius}$$

$R = 6370 \text{ km}$ ; für  $h_2 = 0$  wird  $X = 113 \sqrt{h_1}$ ;  $X$  und  $h$  in km.

6. Zu II 3b und Abb. 4 (Reflexion an gekrümmter Erde):

$$r_2 - r_1 \approx \frac{2 H_1 H_2}{D} = \frac{2 A B \tan^2 \varphi}{D} (H_1 \text{ und } H_2 \ll D)$$

$$\Delta_1 = R \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{A^2}{R^2}} \right) \approx \frac{A^2}{2R}; \Delta_2 = \frac{B^2}{2R}$$

$$h_1 = \Delta_1 + H_1 = \frac{A^2}{2R} + A \tan \varphi; h_2 = \frac{B^2}{2R} + B \tan \varphi$$

7. Reflexionsfaktoren nach Lit. [9] und [11]:

Koeffizient des Spiegelbildes für vertikalen Strahler:

$$K_v = \frac{h_r}{h_o} = \frac{N^2 \gamma - w}{N^2 \gamma + w}$$

Koeffizient des Spiegelbildes für horizontalen Strahler:

$$K_h = \frac{f_r}{f_o} = \frac{\gamma - w}{\gamma + w}, \text{ wobei } \gamma = \cos \delta_r \text{ (vgl. Abb. 1),}$$

$w = \sqrt{N^2 - 1 + \gamma_r^2}$ ; der Brechungsquotient  $N$  ist bestimmt durch

$$N^2 = k_2^2 / k_1^2 = \epsilon - j \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}$$

die Bezeichnungen  $h$  u.  $f$  sind in Lit. [9] für die vertikalen bzw. horizontalen Koeffizienten benutzt worden.

$$\text{Für flache Winkel und } \epsilon - 1 \gg \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \equiv \left( \frac{2\sigma \text{ el. stat.}}{f} \right)$$

$$\text{ergibt sich als Näherung } K_v \approx - \left( 1 - 2 \epsilon \frac{h_1 + h_2}{D \sqrt{\epsilon - 1}} \right)$$

$$\text{bzw. } K_h \approx - \left( 1 - 2 \frac{h_1 + h_2}{D \sqrt{\epsilon - 1}} \right)$$

(nach Burrows [11], dort aber ohne negatives Vorzeichen).

#### IV. Experimentelle Ergebnisse und ihr Vergleich mit den Theorien

Ein großer Teil der bereits in den vorstehenden Abschnitten genannten Arbeiten enthält Feldstärkemessungen und deren in Kurvenform niedergelegte Ergebnisse. Besonders viele und gründliche Meßreihen liegen von amerikanischer Seite vor. Wir folgen hier der eingangs gegebenen Einteilung nach Entfernungen.

##### A. Die Ausbreitung der Ultrakurzwellen über kurze Entfernungen und Stadtgelände für Fernsichtzwecke

Da die Kenntnis der Ultrakurzwellen-Ausbreitung für das zunächst im wesentlichen für Großstädte und deren nächste Umgebung in Frage kommende Fernsehen große Bedeutung besitzt, sind ausführliche Untersuchungen und Messungen von verschiedenen Verfassern vorgenommen worden.

Burrows, Decino, Hunt (Bell-Laboratorien) haben in einer dritten Arbeit [11c] ausführliche UKW-Messungen im Stadtgebiet von Boston beschrieben, die mit einem Sender von 1 A gemacht wurden. Die Frequenz war 34,6 MHz, also die Wellenlänge 8,7 m. Die Messungen wurden teils mit festem Sender und durch Kraftwagen bewegtem Empfänger, teils umgekehrt ausgeführt. Als Antennen dienten vertikale  $\lambda/2$ -Dipole, an der festen Station unverkürzt, an der beweglichen wegen der geringen Höhe von 2,4 m über dem Boden verkürzt. Der feste Sender stand auf einem Gebäude von 7 Stockwerken (30 m), die Antenne auf einem Mast von etwa 15 m. Die feste Empfangsantenne bei der zweiten Versuchsreihe befand sich etwa 24 m über der Straßenfläche. Die zahlreichen Meßwerte wurden teils in Kurvenblättern in Abhängigkeit von der Entfernung, teils in Stadtpläne als Kurven gleicher Feldstärke eingezeichnet. Der Vergleich der Meßwerte, die naturgemäß infolge der ungleichmäßigen Bebauung eine gewisse Streuung aufweisen, mit der Theorie ergibt folgendes:

Gegenüber einigen älteren Arbeiten, in denen, ohne die Spiegelung am Boden zu berücksichtigen, eine zusätzliche Schwächung zu der normalen Ausbreitung infolge der absorbierenden Gebäudeschicht angenommen ist, besteht schlechte Übereinstimmung. Dagegen zeigte sich bei den Versuchen in Boston eine Feldstärkenabnahme annähernd nach dem  $D^{-2}$ -Gesetz. Auch bei Vorhandensein von Gebäuden gilt die Anschauung von direkten und reflektierten Strahlen; demnach ist für Höhen zwischen 50 und 450 m das Feld gemäß Formel (2) (siehe Teil I) proportional der Höhe. Bei Untertauchen in den Häuserblock erfolgt jedoch ein stärkerer Abfall. Infolge der Ungleichmäßigkeit der Bebauung ist eine genaue Berechnung nicht möglich, doch wird als hinreichende Regel angegeben, die Höhe der festen Antenne von der mittleren Höhe der umgebenden Dächer, die Höhe der beweglichen Antenne vom Straßenspiegel aus anzusetzen. Bei diesem Verfahren ergibt sich hinreichende Übereinstimmung zwischen Meßwerten und Rechnung.

Holmes und Turner [28], RCA, haben ähnliche Feldstärkemessungen in Camden-Philadelphia durchgeführt mit 30 und 100 MHz (10 und 3 m). Die vertikale  $\lambda/2$ -Antenne des Senders befand sich in 61 m Höhe auf einem Gebäude, etwa 21 m oberhalb des Daches; die vertikale Empfangsantenne befand sich an der Seite eines Kraftwagens, von dem aus je etwa 2000 Einzelmessungen ausgeführt wurden. Die Ergebnisse sind als Kurven gleicher Feldstärke wie in [11c] in Stadtpläne eingetragen und zeigen gemäß der Bebauung ein sehr unregelmäßiges Bild. Um zu durchschnittlichen Werten zu kommen, wurden je aus der Fläche einer Figur, gebildet durch eine Linie konstanter Feldstärke, der Radius des entsprechenden Kreises bestimmt. Mit diesen durchschnittlichen Entfernungen ergeben sich brauchbare Feldstärkenkurven [ $E=f(D)$ ] ergibt auf log-Papier Gerade). Das Entfernungsgesetz ergab sich zu  $D^{-1,84}$  bei 30 MHz und  $D^{-2,5}$  bei 100 MHz. Für Entfernungen oberhalb 16 km ist der Exponent größer, für weniger als 1,6 km gilt etwa  $D^{-1}$ . Die bei Fahrten aufgenommenen Feldstärkenkurven zeigen einen ziemlich wilden Verlauf, durch den Einfluß stehender Wellen und Reflexionen in Folge der verschiedenartigen Bebauung. Die größten Abweichungen betragen  $\pm 15$  db. An einigen Stellen wurden Messungen außerhalb eines Hauses nahe dem Boden sowie im zweiten, ersten und dritten Stockwerk innerhalb des Hauses gemacht, wobei die Feldstärkenzunahme mit der Höhe bei 30 MHz wesentlich größer war als bei 100 MHz. Es werden Kurven gegeben für die unter den beschriebenen Verhältnissen erforderliche Senderleistung, um mit einer kurzen Innenantenne im Erdgeschoß



eines Hauses eine Feldstärke von 0,1 mV zu erzeugen; wir entnehmen daraus für 16 km bei 100 MHz 10 kW, bei 30 MHz 7,5 W.

Über Feldstärkemessungen in London ist seitens der Brit. Broadcasting Comp. (BBC) [27] berichtet worden. Es handelt sich um den Alexandra-Palast-Sender (41,5 MHz; 7,23 m) mit einer Leistung von 3 kW bei horizontaler Polarisation. Die Meßwerte sind auch hier wieder als Kurven gleicher Feldstärke in Stadtpläne eingetragen, a) für Empfangshöhe 2 m, b) für 10 bis 15 m (Dach) über dem Boden. Den Karten entnommene Werte: 0,2 mV/m bei a) für  $D = 36$  km; 0,5 mV/m bei b) für 39 km, 1 mV/m bei b) für 30 km. Zwischen Einzelmessungen bei gleichem Abstand können Abweichungen von  $\pm 10$  db eintreten.

R. W. George [29] hat über Breitband-Übertragungsversuche vom Empire State Building in New York aus berichtet, welche den Zweck hatten, die Interferenzstörungen, die sich als Unregelmäßigkeiten in dem Frequenzgang des gesamten drahtlosen Übertragungskanals ausdrücken, nachzuweisen. Benutzt wurden die Bänder 81 bis 86 MHz und 140 bis 145 MHz, die von dem Meßsender überstrichen und empfangsseitig automatisch aufgezeichnet wurden. Die Senderhöhe war etwa 360 m, die größte Entfernung 9 km bei Empfangsantenne nahe dem Boden oder auf Dächern. Untersucht wurden horizontale, zirkulare und vertikale Polarisation, wobei erstere die besten, letztere die ungünstigsten Werte (möglichst kleines Verhältnis zwischen größter und kleinster Feldstärke im Frequenzband ist erwünscht!) ergab. Im allgemeinen handelt es sich um mehrfache Wege, deren Wellenzüge zur Interferenz kommen. Tritt in der Frequenzkurve bei nur 2 Wegen, etwa bei  $f_1$  ein Maximum, bei  $f_2$  das nächste Minimum auf, so liegt dazwischen eine relative Phasendrehung um  $360^\circ$ , und als Laufzeitdifferenz ergibt sich:

$$t = \frac{1}{f_2 - f_1}$$

die bei hinreichender Größe Plastik im Fernsehbild erzeugen kann. Bei vielfachen Wegen sind die Verhältnisse unübersichtlicher; die Kurven zeigen Amplitudenschwankungen bis 1 : 3 (vert. Polarisation), in einem besonders ungünstigen Fall (stark reflektierende Gebäude innerhalb des Übertragungsweges) sogar 1 : 9, bei glattem Gelände sind die Schwankungen jedoch minimal. In Übereinstimmung mit der aus der Frequenzkurve zu berechnenden Laufzeit wurden in einem Falle beispielsweise  $1,5 \mu s$  ermittelt, entsprechend einem Wegunterschied zwischen zwei Strahlen von 450 m. Auf einer Empfangsröhre von 350 mm Schirmdurchmesser war dabei ein starkes Sekundärbild mit etwa 6 mm zeitlicher Verschiebung zu sehen. Da Europa keine Wolkenkratzer besitzt, dürften die Verhältnisse bei uns etwas günstiger liegen, doch wird es nötig sein, auch hier Durchmessungen des ganzen Fernsehbandes durchzuführen, um Interferenzstörungen durch Gebäude aufdecken und untersuchen zu können.

Auch in einer Arbeit von Carter und Wickizer [30], RCA sind Interferenzstörungen behandelt, hervorgerufen durch Reflexionen an Gebäuden (Wolkenkratzer) am gleichen Ort (177 MHz). Hier handelte es sich um Herstellung einer UKW-Verbindung auf 1,4 km vom 85. Stockwerk des einen zum 14. des anderen Gebäudes. Eine Skizze zeigt vorhandene Reflexionsmöglichkeiten durch andere große Gebäude; durch Vektordiagramme wird das Zustandekommen der Schwankungen im Frequenzgang erläutert. Unter der Voraussetzung, daß alle Reflexionen von ebenen horizontalen und vertikalen

Flächen herrührten, müßte eine Polarisation, bei der Halbwellendipole in einer um  $45^\circ$  gegenüber dem Horizont geneigten Ebene liegen, eine glatte Frequenzkurve liefern, was sich tatsächlich bestätigt hat.

Jones [31] hat Ausbreitungsmessungen innerhalb von New York ausgeführt; Empfang wurde mittels Auto, Flugzeug, Ballon, meist strahlenförmig vom Sender ausgehend, vorgenommen. Auch hier folgte der Feldstärkeabfall annähernd dem  $D^{-2}$ -Gesetz. Innerhalb von Gebäuden betrug die Feldstärke  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{1}{200}$  der außerhalb vorhandenen. Gelegentlich wurde auch Abnahme nicht nach einem  $D^{-N}$ -Gesetz, sondern mittels Exponential- oder Dämpfungsgesetzes  $e^{-\alpha D}$  angegeben. Ein solches Gesetz entspricht dem Durchgang einer ebenen Welle durch ein Medium (Gebäude). Für die Berechnung der Eigenschaften eines solchen unregelmäßigen geschichteten Mediums (Mauern und Luftzwischenräume) liegen Ansätze (Ollendorf [32], Zuhrt [33]) vor. Nun hat man es aber in der Regel mit punktförmigen schräg einstrahlenden Sendern oberhalb einer solchen Schicht, die Kugelwellen und nicht ebene Wellen erzeugen, zu tun; UKW-Verbindungen innerhalb einer Häuserschicht interessieren im gegenwärtigen Entwicklungsstadium und für das Fernsehen kaum. Es dürfte also berechtigt sein, den allgemeineren, auf kugelförmiger Ausbreitung beruhenden Theorien den Vorzug zu geben, wie wir auch hier getan haben.

Aufschlußreiche Angaben über Fernsehsendungen finden sich bei A. N. Goldsmith [34], Gen. El. Comp. Dieser gibt die Schwächung über Stadtgelände dämpfungsmäßig an; danach ergibt sich ein Feldstärkenabfall von 50% für 42 MHz (7,15 m) auf je 150 m, bei 100 MHz (3 m) auf je 60 m Wellenlänge, was Dämpfungen von 3,2 bzw. 8,0 N/km entspräche. Jenseits des optischen Horizontes erfolgt ein scharfes Abschneiden; die Schwächung ist proportional  $f^{3,6}$  bei 40 MHz,  $f^5$  und  $f^8$  bei 100 bzw. 300 MHz. Für die notwendige Empfangsfeldstärke von 1 mV/m, Sendeantenne in 300 m, Empfangsantenne in 15 m Höhe, die in 80 km Entfernung (annähernd optische Reichweite) gefordert wird, seien etwa 30 kW Antennenleistung notwendig. Horizontale Polarisation ergibt besseres Verhältnis von Signal zu Störungen.

Als zu übertragender Frequenzbereich für 441 Zeilen bei Einseitenbandbetrieb werden etwa 5 MHz gefordert; der Träger hat dabei etwa 1 MHz Abstand von der einen, 4 MHz von der anderen Grenze.

Gerber und Tank [35] haben bei  $\lambda = 7,5$  und 5 m, mit einer Antenne, die sich 10 m oberhalb des (an sich verhältnismäßig hoch gelegenen) Physikgebäudes in Zürich befand, mit Leistungen von 240 bzw. 45 Watt Messungen ausgeführt. Es zeigten sich starke Interferenzen durch die umliegenden Berge, doch blieb der Polarisationszustand meist erhalten. Zwischen vertikaler und horizontaler Polarisation, ebenso zwischen beiden Wellen ergaben sich kaum Unterschiede.

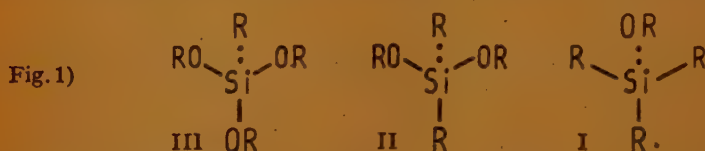
E. Bußmann [36] hat Ausbreitungsmessungen bei 120 MHz (2,5 m) in der Umgebung Berlins und der Stadt selbst beschrieben. Die ersteren Messungen geben an Hand des beigegebenen Kartenmaterials interessante Aufschlüsse über den Einfluß des Geländes (Sender und Empfänger in geringer Höhe); es wurden starke Interferenzen durch Bäume und dgl. beobachtet. Die Leistung betrug 5 Watt, die Eingangsempfindlichkeit des Empfängers 0,2 mV; ohne optische Sicht wird als sichere Reichweite dafür 2 bis 3 km angegeben, innerhalb des Stadtbildes 1 km, bei optischer Sicht mindestens 15 km. Innerhalb der Stadt befand sich der Sender auf einem Balkon bzw. dem Dach eines vierstöckigen Hauses, teilweise auf dem Dach des Instituts für Schwingungsforschung. Straßen, die auf den Sender zuliefen, wirkten auf die Fortleitung verstärkend, ähnlich wie auch Waldschneisen.

(Fortsetzung folgt)

## Silikone, ein neuer Kunststoff der Elektroindustrie

Einen neuen wichtigen Kunststoff in der Elektroindustrie stellen die Silikone dar. Neben einer ausgezeichneten Isolierfähigkeit weisen sie eine besonders hohe Temperaturbeständigkeit auf, die sie den rein organischen Kunststoffen überlegen macht. Sie haben z. T. die Eigenschaften der anorganischen Stoffe vom Typ der Glimmer, Asbeste und Gläser, z. T. die Eigenschaften organischer Stoffe wie der Lacke, Gummierzeugnisse, Kunstharze, Öle usw. Im einzelnen sind aus den Silikonen bereits Verbindungen hergestellt worden, die zu Gummi, Lacken, Ölen, Filmen und Folien verarbeitet wurden, wobei die Grundmaterialien der Herstellung Sand, Salz, Kohle und Erdöl sind. Für die zukünftige Entwicklung dieser Stoffklassen ist eine einfache Verarbeitungsmethode der Ausgangsstoffe von größter Bedeutung.

Man kann 3 verschiedene Grundmoleküle dieser organischen Siliziumverbindungen beim Aufbau der Silikone unterscheiden:



Die wichtigsten Komponenten sind hierbei die Grundkörper II und III, die als Träger der kettenbildenden Eigenschaften bei der Polymerisation für die wertvollen Eigenschaften der Film- und Faserbildung verantwortlich sind, während I als Endglied den Kettenabbruch bewirkt.

Fig. 2a)

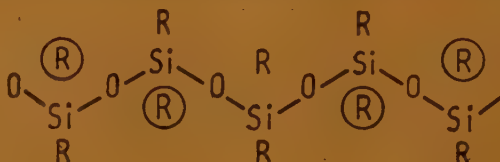
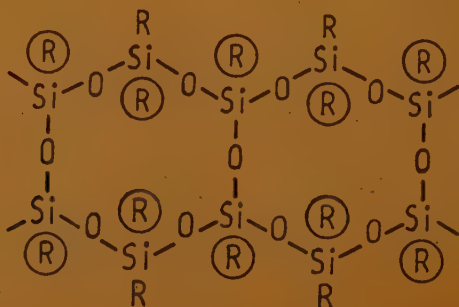


Fig. 2b)



Anmerkung zu den Figuren:  
R entspricht jeweils einem organischen Radikal, zumeist  $\text{CH}_3$ —,  $\text{C}_2\text{H}_5$ —,  $\text{C}_6\text{H}_5$ — usw. Doch sind auch verschiedene Substituenten am gleichen Si möglich.



Die organischen Radikale bilden hierbei die für die Bildsamkeit und Elastizität verantwortlichen innermolekularen Gleitebenen, während das Si-O-Gerüst für die Festigkeit und hohe Temperaturbeständigkeit verantwortlich ist. Beide Komponenten zusammen ergeben auch die besonderen elektrischen Qualitäten, die sich in einer ausgezeichneten Isolationsfähigkeit des Materials äußern. Im einzelnen sind Faserstrukturen, Blättchenform und Raumstrukturen darstellbar.

Der Weg der Synthese geht meist über die Chloride. Die Dow Corning Corp. gibt für die in größerem Maßstab hergestellten Produkte das Grignard-Verfahren an aus  $\text{SiCl}_4$  und organischen Chloriden, die General Electric Co. geht von Metallsiliziden mit Cu-Katalysator aus. Eine weitere wichtige Synthese wird mit Kohlenmonoxyd angegeben<sup>1)</sup>:



Die Endprodukte der Silikone werden fast ausschließlich durch die Verseifung und Kondensation der verschiedenen substituierten Si-Halogene gewonnen



Je nach dem Verwendungszweck werden hierbei die einzelnen Produkte vopolymerisiert, wie z. B. bei Lacken, die dann bei der Weiterverarbeitung durch Erhärten an der Luft erst in den Endzustand übergeführt werden. Es gibt eine ganze Anzahl von Verfahren zur Beschleunigung und Verbesserung dieser Filmbildung bei Schutz- und Isolationsüberzügen, z. B. eine zusätzliche Sauerstoffbehandlung bei gleichzeitiger Temperaturerhöhung (Trocknung durch Überleiten von erhitztem Sauerstoff), oder die Gegenwart wasserentziehender Mittel zur Kondensationsbeschleunigung. Hier können sehr heterogene Dehydrationsmittel, wie Portland-Zement oder Schwefelsäure wirksam sein, doch werden gewöhnlich homogenere Verbindungen bevorzugt, von denen z. B. die Borsäureester besonders wirksam sind. Mit der Trocknung mittels erhitztem Sauerstoff konnten wir u. a. sehr beständige, klare, durchsichtige Filme erhalten.

Vielfach unterliegen diese Verbindungen Alterungsprozessen, wie sie bei organischen Kunststoffen bekannt sind. Diese Erscheinungen lassen sich jedoch durch Zusätze verzögern und weitgehend ausschalten.<sup>2)</sup> Bei Gläsern äußern sie sich durch Entglasung und Auskristallisieren, bei Filmen durch Abblättern und Brüchigwerden, bei den kautschukartigen Produkten in einem Zerrieseln. Ebenso wie bei den organischen Kunststoffen läßt sich dieser Vorgang aber beeinflussen, so daß die Reaktionsgeschwindigkeit des Alterungsprozesses so gering wird, daß es möglich ist, außerordentlich beständige Stoffe zu erhalten, die insbesondere Wärmeeinflüssen gegenüber widerstandsfähig sind.

<sup>1)</sup> Rochow, E. G. Chem. and Engineering News, 23, 1945, 614

<sup>2)</sup> Vgl. I. A. Kauppi, Isoliereigenschaften von Silikonen in Elektromotoren und Ergebnisse forcierter Alterungsprüfungen. Westinghouse Engr. Bd. 5 (1945) 135...140.

# Referate und Zeitschriftenschau

Ausländische aber auch deutsche Bücher und Zeitschriften sind zur Zeit noch sehr schwierig zu beschaffen. Wir wollen daher unsere Leser unterstützen und stellen auf vielfachen Wunsch von den Aufsätzen, die mit einer Fußnote versehen sind, in beschränktem Umfang Fotokopien der Originalarbeiten zur Verfügung. Wir bitten, die Kosten — jeweils RM 2,- pro Seite und Rückporto — der Bestellung in Briefmarken beizufügen.

## Das Navigationsgerät DECCA

Referat einer Arbeit von Lepetre  
in „Science et Vie“

DECCA ist uns in Deutschland bekannt von den Schallplatten gleichen Namens, die hier Kunde gaben von einem hohen Stande der Plattenaufnahmetechnik in England. Jetzt erst erfahren wir, daß die Firma im Kriege ein Navigationsgerät entwickelte, das auf einen Vorschlag W. J. O'Brien's zurückging.

Im Gegensatz zu den bekannten Richtstrahl- bzw. Radar-Verfahren wird hier der Raum, in dem der Standort des Flugzeuges möglichst genau bekannt sein soll, mit einem

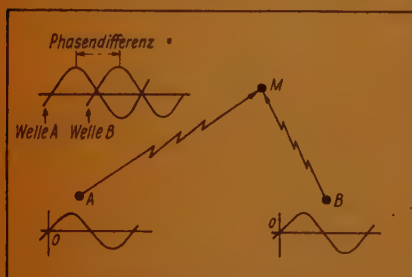


Abb. 1. In M kommen die Wellen der Sender A und B, die synchron ausgesandt werden, gleichzeitig an. Man beobachtet eine Phasendifferenz zwischen den beiden Wellen, die eine Funktion des Unterschieds zwischen den Abständen AM und BM ist

Feld kontinuierlich ausgesandter Signale erfüllt, in dem der Empfänger durch Feststellung der örtlichen Phasenverhältnisse seinen Standort angeben kann.

Das Prinzip des Verfahrens ist aus Abb. 1 zu entnehmen. In A und B befinden sich je ein Sender, die in strengem Synchronismus eine Welle aus dem Langwellengebiet aussenden. M sei der Empfänger. Offenbar ist der Raum

zwischen A und B dann erfüllt von Orten, deren jedem ein ganz bestimmter Phasenunterschied der beiden von A und B kommenden Wellen zugeordnet ist. Wenn der Weg von A nach M ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge beträgt, ebenso der Weg von B nach M, ist die Phasendifferenz gerade null. Offenbar sind die geometrischen Orte für diese Phasenlage O eine Hyperbelschar mit den Brennpunkten A und B. Zwischen den Hyperbeln für die Phasendifferenz O liegen natürlich sämtliche Hyperbeln für jeden bestimmten Phasendifferenzwert (Abb. 2).

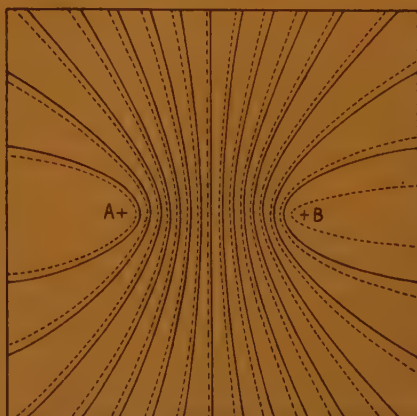


Abb. 2. A und B stellen die Orte der beiden Sender dar, in denen die gleichphasigen Wellen ausgesandt werden. Die vollausgezogenen Hyperbeln stellen die geometrischen Orte dar, in denen die Wellen „in Phase“ empfangen werden, d. h. also, daß dort die Entfernungsdifferenz gleich einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge ist. Die gestrichelten Hyperbeln stellen die geometrischen Orte für einen bestimmten, von Null abweichenden Wert der Phasenlage dar

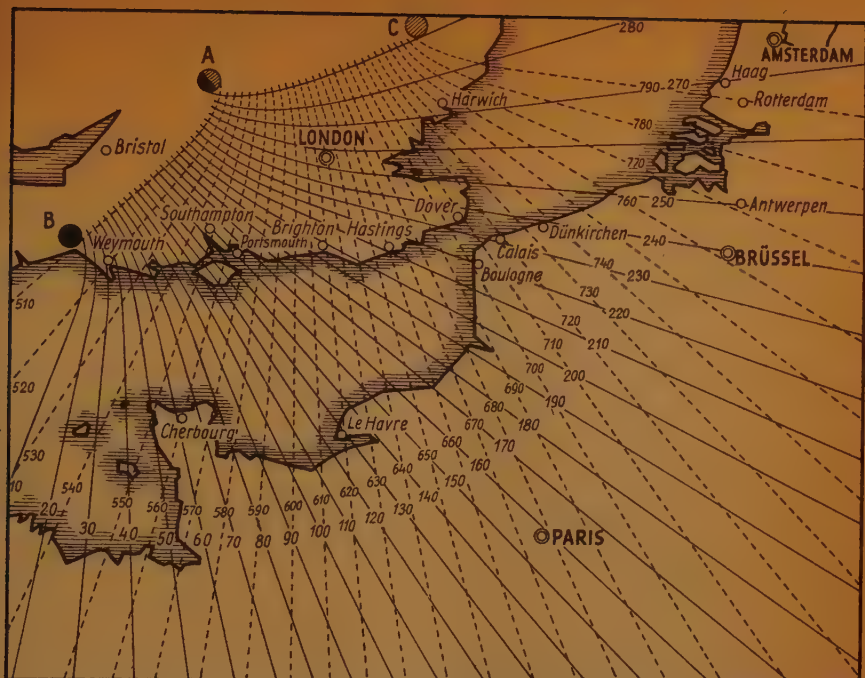


Abb. 3. Diese Karte stellt eine Kette von 3 Sendern dar, wie sie in der Praxis an der englischen Südküste in Betrieb ist. Wegen der Kleinheit des Maßstabes sind nur die Hyperbeln für die Phasenlage 0 eingetragen

Bewegt sich nun ein Empfänger irgendwo im Raume zwischen A und B, so wird sich das jeweilige Überschreiten einer ausgezogenen Hyperbel in Abb. 2 stets im Durchlaufen der Phasenlage 0 kundtun. Wenn man also mittels eines Zählwerks feststellt, wie oft seit der Bewegung von einem im Hyperbelfeld bekannten Orte aus die Phasenlage 0 durchlaufen worden ist, läßt sich feststellen, zwischen welchen ausgezogenen Hyperbeln des Bildes 2 sich der Empfänger befindet; weiter kann durch Feststellung der gerade vorhandenen Phasenlage genau die gestrichelte Hyperbel angegeben werden, auf der der Empfänger sich befindet. In einer Koordinate ist also der Ort des Empfängers genau bekannt.

Durch die Anwendung eines dritten Senders C ist es nun möglich, ein weiteres Hyperbelfeld zwischen A und C zu erhalten, für das die gleiche Auszählung der Durchgänge durch die Phasenlage 0 und die Feststellung der relativen Phasenlagen vorgenommen werden kann. Es kann daher wieder-

um in Feld AC eine ganz bestimmte Hyperbel angegeben werden, auf der der Empfänger gerade liegt. Da jetzt gleichzeitig aus dem Feld AD die Ortshyperbel bekannt ist, kann also der genaue Standort als Schnittpunkt zweier Hyperbeln angegeben werden. Abb. 3 zeigt eine Karte mit den darüberliegenden Hyperbelfeldern.

Damit ist das Prinzip des Verfahrens beschrieben. Die praktische Verwendung benötigt zur Durchführung 3 verschiedene Frequenzen  $f_A$ ,  $f_B$ ,  $f_C$ , weil es unmöglich ist, in einem Empfänger die gleiche Frequenz von 2 Sendern zu empfangen und diese zur Bestimmung ihrer relativen Phasenlage zu trennen. Die Frequenzen müssen jedoch so gewählt sein, daß  $f_A$  und  $f_B$  ein gemeinsames Vielfaches  $F_1$  und  $f_A$  und  $f_C$  ein gemeinsames Vielfaches  $F_2$  haben. Durch einen Dreikanalempfänger können dann die drei Frequenzen  $f_A$ ,  $f_B$  und  $f_C$  empfangen und ihre Phasenverhältnisse verglichen werden. Dr. Etzold

(Umfang der Originalarbeit 3 Seiten)



## Das Prinzip des Synchrodyn-Empfängers

In englischen und amerikanischen Veröffentlichungen wird in den letzten Monaten wiederholt eine neue Empfängerschaltung erwähnt, die gegenüber dem Superhet einen beachtlichen Fortschritt darstellen soll. Der grundsätzliche Unterschied des neuen Empfängers zum Superhet besteht darin, daß die von dem Oszillator erzeugte Demodulations- bzw. Überlagerungsfrequenz nicht mit der Empfangsfrequenz eine Zwischenfrequenz erzeugt, sondern genau gleich der Empfangsfrequenz ist und in der Mischstufe unmittelbar eine niederfrequente Ausgangsspannung liefert, so daß also der zweite Gleichrichter in Fortfall kommt. Durch dieses Grundprinzip des Synchrodyn-Empfängers ergeben sich einige Eigenschaften und Probleme, die den Unterschied zum Superhet augenfällig machen<sup>1)</sup>:

1. Nur der Oszillatorkreis enthält ein Abstimm-Mittel, während eine Abstimmung der Hochfrequenzkreise nicht erforderlich ist. Abgleichschwierigkeiten und Gangfehler können daher nicht auftreten.

2. Die im Geradeaus- und Superhetempfänger sich widersprechenden Forderungen nach Trennschärfe und Tongüte sind im Synchrodyn-Empfänger voneinander unabhängig und können außerordentlich hochgetrieben werden.

3. Die Demodulation (Mischung) muß mit vollkommen linearer Kennlinie erfolgen, da sonst infolge der fehlenden Hochfrequenzabstimmung eine Demodulation auch von nicht erwünschten Senderfrequenzen an der nichtlinearen Kennlinie eintrete.

4. Der Oszillator des Empfängers muß von der Trägerfrequenz des Senders, auf den abgestimmt ist, synchronisiert werden, damit Oszillator- und Trägerfrequenz genau übereinstimmen. Die Synchronisation ist für die Selektivität des Empfängers maßgebend und daher recht kritisch.

Das von dem Empfänger aufgenommene Hochfrequenzsignal

$$S = E_T \cdot \sin \omega_T \cdot t (1 + k \cdot \sin \omega t)$$

( $E_T$  ist die Amplitude der Trägerfrequenz,  $T$  die Winkelfrequenz des Trägers,  $k$  der Modulationsgrad und  $\omega$  die Winkelfrequenz

der Modulation) wird von der Oszillatorspannung

$$E_O \cdot \sin (\omega_T \cdot t + \theta)$$

überlagert:

$$E_O \cdot \sin (\omega_T \cdot t + \theta) \cdot E_T \cdot \sin \omega_T \cdot t \\ (1 + k \cdot \sin \omega t).$$

Bei Auswertung dieses Ausdruckes erhält man eine Summe von Größen, die einen Gleichstromanteil, drei hochfrequente Teilspannungen und eine niederfrequente Spannung darstellen. Der niederfrequente Anteil

$$\frac{E_T \cdot E_O}{2} k \cdot \cos \theta \cdot \sin \omega t$$

gibt unmittelbar die gewünschte Modulationsfrequenz wieder, deren Amplitude proportional dem  $\cos$  des Phasenwinkels  $\theta$  zwischen Träger- und Oszillatorfrequenz wird. Nach Ausbleiben der hochfrequenten Komponenten kann die Niederfrequenz unmittelbar dem Niederfrequenzverstärker zugeführt werden. Die Hochfrequenz  $\omega_T$  eines anderen Senders, auf den der Empfänger nicht abgestimmt ist, erzeugt mit der Oszillatorfrequenz  $\omega_T$  die Differenz  $\omega_T - \omega_T$ ; diese Frequenz liegt außerhalb des wiederzugebenden Niederfrequenzbereiches und kann außerdem durch eine 9 kHz-Sperre ausgeschaltet werden.

Das einwandfreie Arbeiten des Synchrodyn-Empfängers hängt von der richtigen Synchronisierung des Rückkoppelungs-Oszillators

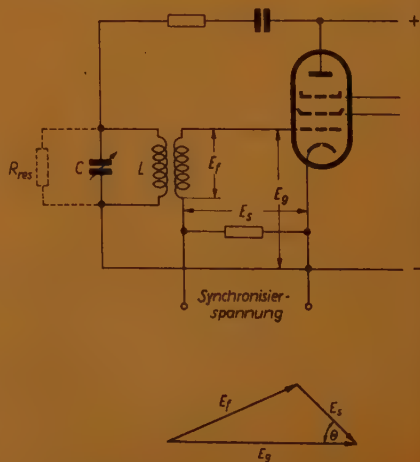


Abb. 1. Die Spannungsverhältnisse am Rückkoppelungs-Oszillator

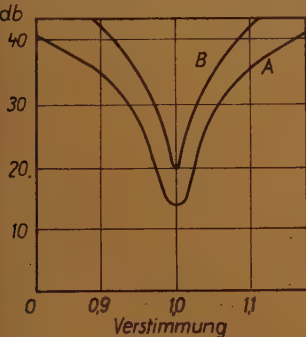
1) Electronic Engineering, August 1947, Seite 241.

ab, dieser Stufe ist bei der Planung des Empfängers besondere Aufmerksamkeit zu widmen. Als Synchronisierspannung  $E_s$  dient ein Teilbetrag der vorverstärkten Empfangsspannung, der dem Gitter der Oszillator-Pentode zugeführt wird (Abb. 1). Kommt man beim Abstimmen des Oszillator-Schwingkreises in die Nähe einer Empfangsfrequenz, so wird, sofern bestimmte Bedingungen erfüllt sind, der Oszillator infolge seiner nicht-linearen Charakteristik von der Synchronisierspannung „mitgenommen“ und schwingt mit der Frequenz der Synchronisierspannung. Diese Synchronisation tritt nur dann ein, wenn

$$E_g > \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_{g0}$$

und  $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$  ist.

$E_g$  ist die am Gitter des Oszillators liegende Gesamtspannung (Synchronisierspannung + rückgekoppelte Spannung  $E_f$ ) und  $E_{g0}$  die Gesamtspannung des Oszillators am Gitter, wenn dieser ohne Synchronisierspannung in seiner Eigenfrequenz  $f_0$  schwingen würde.



Der Frequenzbereich, innerhalb dessen die „Mitnahme“ des Oszillators erfolgt, ist von der Größe der Synchronisierspannung abhängig; der Zusammenhang ist durch die Gleichung

$$E_s = 2 \cdot Q \cdot E_g \cdot \frac{(f_0 - f_s)}{f_0}$$

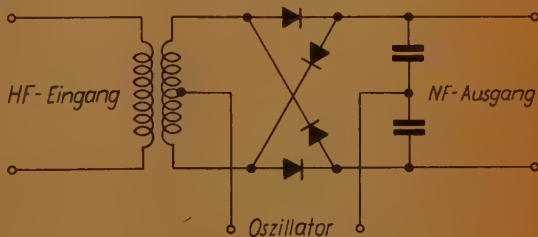
gegeben ( $Q$  = Resonanzschärfe bzw. Güte des

Oszillatorkreises  $\frac{R_{res}}{\omega_0 \cdot L}$ ,  $f_0$  = Eigenfrequenz,

auf die der Oszillator abgestimmt ist,  $f_s$  = Empfangsfrequenz). Da die Eigenfrequenz eines Oszillators im Betrieb immer geringen Schwankungen unterliegen wird, muß  $E_s$  genügend groß gewählt werden, damit die Synchronisation aufrecht erhalten wird. Hat man etwa einen Oszillatorkreis mit einer Pentode, so kann mit einer Frequenzkonstanz von  $\pm 0,1\%$  und einer Kreisgüte von  $Q = 50$  gerechnet werden. Als Ausgangsspannung  $E_g$  des Oszillators wird man für die Demodulation etwa 1 Volt benötigen, die Synchronisierspannung  $E_s$  ergäbe sich dann nach der obigen Gleichung zu 0,1 Volt.

Bei der Bemessung der Synchronisierspannung muß aber die durch die Modulation der Empfangsfrequenz bewirkte effektive Erniedrigung der hochfrequenten Trägerspannung berücksichtigt werden, damit nicht an den stark ausgesteuerten Modulationstälern die Synchronisation abreißt. Infolge der nicht-linearen Kennlinie des Oszillators ist dessen Ausgangsspannung übrigens nur noch in geringem Maße niederfrequent moduliert, so daß dadurch die Wirkung des Demodulators (Mischstufe) nicht ungünstig beeinflusst wird.

Wird beim Durchdrehen des Abstimmkondensators im Oszillatorkreis der Oszillator



Links Abb. 2. Abstimmkurven des Oszillators für  $E_s = 0,1$  V (Kurve A) und  $0,03$  V (Kurve B)

Oben Abb. 3. Ringmodulator als Mischstufe

von einer Empfangsfrequenz „mitgenommen“ so wird die Oszillatorspannung ein Maximum, wenn Eigenfrequenz und Empfangsfrequenz übereinstimmen. Bei einer zunehmenden Verstimmung des Oszillatorkreises nimmt die Spannung allmählich ab, bis schließlich die Synchronisation abreißt und Schwebungen auftreten, deren Frequenz gleich  $(f_0 - f_s)$  ist. Diese Schwebungen sind als ganz charakteristische Erscheinung bei der Bedienung eines Synchro-dyn-Empfängers immer zu beobachten.

Die Trennschärfe des Empfängers wird, abgesehen von den Eigenschaften des Oszillatorkreises, von der Größe der Synchronisierspannung bestimmt. Abbildung 2 zeigt die Abstimmkurven eines Oszillatorkreises mit einem  $Q=15$  für die Synchronisierspannungen  $E_s=0,1$  Volt (Kurve A) und  $0,03$  Volt (Kurve B). Man wird also  $E_s$  so klein wie möglich wählen, muß aber berücksichtigen, daß nach dem oben Gesagten dann auch die Stabilität des Oszillators abnimmt, so daß ein gewisser Kompromiß erforderlich ist. Die Abstimmkurve des Oszillators, und damit die Trennschärfe des Empfängers, haben keinen Einfluß auf den Frequenzgang und damit die Tonqualität des Synchrodympfängers.

Da wegen der fehlenden Hochfrequenzabstimmung alle einfallenden Sender ungehindert in die Mischstufe gelangen, muß diese eine vollkommen lineare Charakteristik haben, damit hier nicht unerwünschte Frequenzen demoduliert werden und eine niederfrequente Spannung liefern. Die übliche Triode-Hexode für Oszillator und Mischstufe ist wenig geeignet, einmal weil die Hexode nicht genügend linear arbeitet, und dann weil als Oszillator eine Pentode geeigneter ist, da sie geringere Synchronisierspannungen und daher geringere Hochfrequenzverstärkung benötigt.

Als Mischstufe haben sich Ring-Demodulatoren von der in Abbildung 3 gezeigten Art im Synchrodympfänger bewährt. Die Oszillatorspannung wirkt sozusagen als Schaltfrequenz für die Gleichrichter, die in deren Takt abwechselnd auf Sperr- und Durchlaßrichtung geschaltet werden. Die Oszillatorspannung muß demnach möglichst groß (praktisch etwa mindestens 1 Volt), die zu demodulierende Hochfrequenzspannung aber möglichst klein sein, damit vollkommene Linearität gewahrt wird.

Als Gleichrichterelemente, die bei Frequenzen bis zu 1000 kHz einwandfrei arbeiten müssen, haben sich für diesen Zweck Silikon- und Germanium-Gleichrichter sowie Kleindioden bewährt. Der Ausgang des Demodulators liefert die niederfrequente Modulationsspannung an den Niederfrequenzverstärker, die hochfrequenten Anteile werden durch die Kondensatoren ausgesiebt.

Die praktische Schaltungsausführung eines Synchrodympfängers soll in einem der nächsten Hefte von „FUNK UND TON“ gezeigt werden.

D. F.

(Umfang der Originalarbeit 5 Seiten)

## Die Formierungserscheinungen an Selen-Gleichrichtern

Die Gleichrichterwirkung von Sperrschichtgleichrichtern wird von W. Schottky durch die Annahme einer Randschicht zwischen Halbleiter und Gegenelektrode erklärt, in der eine Verarmung an Leitungselektronen vorhanden ist. Die Leitungselektronen werden dabei durch Ionisation praktisch unbeweglicher Fremdatome oder Moleküle, der sogenannten Störstellen, im Halbleiter gebildet. Zur Deutung der an Selen-Gleichrichtern beobachteten Formierungserscheinungen muß jedoch eine Beweglichkeit dieser Störstellen angenommen werden, die nicht vernachlässigt werden darf. Tatsächlich läßt sich auch eine derartige Wanderung der Störstellen experimentell nachweisen<sup>1)</sup>.

Nach der erwähnten Randschichttheorie von Schottky ist innerhalb des Sperrgebietes der Sperrstrom  $i_{sp}$  durch die folgende Gleichung gegeben:

$$i_{sp} = \kappa_R \cdot \mathcal{E}_R (1 - e^{-U/\mathcal{B}})$$

In dieser Gleichung ist  $\kappa_R$  die Leitfähigkeit des Halbleiters der Randschicht,  $\mathcal{E}_R$  die Feldstärke am Rande,  $U$  die angelegte Spannung und  $\mathcal{B}$  das Spannungsäquivalent der Versuchstemperatur. Ändert sich bei einer bestimmten angelegten Spannung die Feldstärke in der Randschicht, etwa durch Wanderung der Störstellen, so ändert sich die Stromstärke proportional zu dieser Feldstärke:

$$i_1/i_2 = \mathcal{E}_{R1}/\mathcal{E}_{R2}$$

Maßgebend für die Stromänderung ist also nur das Verhältnis der Randfeldstärken. Es ist daher wichtig zu wissen, wie durch die Wanderung der Störstellen diese Randfeldstärke beeinflusst wird.

Der Gradient der Feldstärke ergibt sich aus der von den Störstellen bewirkten Raumladungsdichte  $\rho$  in der Randschicht, es ist:

$$\rho = -e_0 \cdot n_A, \\ \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{4\pi\rho}{\epsilon} = -\frac{4\pi e_0}{\epsilon} \cdot n_A(x),$$

wo  $e_0$  die Elementarladung und  $n_A$  die Anzahl der Störstellen ist. Durch Integration zwischen den Grenzen  $x=0$  (Grenze zwischen Metall-

<sup>1)</sup> F. Rose und H. Schmidt, Eine Deutung der Formierungserscheinungen bei Selen-Sperrschicht-Gleichrichtern, Zeitschrift für Naturforschung, Band 2a, 1947, Heft 4, Seite 226.



elektrode und Halbleiter) und  $x = l_k$  (Ende der Randschicht) erhält man die Beziehung zwischen der Randfeldstärke und der Störstellendichte  $n_A(x)$ . Die an der Randschicht liegende Spannung ergibt sich daraus zu:

$$V = \frac{4\pi\epsilon_0}{\epsilon} \cdot \int_0^{l_k} x \cdot n_A(x) \cdot dx$$

Wandern Störstellen zum Metallrand hin, also nach kleineren Werten von  $x$ , und liegt eine konstante Spannung an der Randschicht, so muß in der letzten Gleichung zum Ausgleich des kleiner werdenden Integranden die obere Grenze des Integrals erweitert werden, damit die Gleichung erfüllt bleibt. Durch die Wanderung wird also die Randschicht verbreitert. Die durch diese Verbreiterung hervorgerufene Vermehrung der Störstellen hat aber eine Erhöhung der Randfeldstärke zur Folge, der Sperrstrom steigt an.

Durch die Wanderung erhöht sich die Konzentration der Störstellen an der Grenze Metall-Halbleiter, während an den entfernteren Stellen eine Verarmung die Folge sein muß. Hat die Störstellenkonzentration vor der Metallelektrode einen bestimmten Höchstwert erreicht, so ist zu vermuten, daß ein Teil der Störstellen in die Metallelektrode übergeht und dort unwirksam wird. Diesen Verlust an Störstellen kann auch die eben erwähnte Verbreiterung der Randschicht nicht ausgleichen, die Gesamtzahl der Störstellen in der Randschicht nimmt ab. In der Gleichung für die Randschichtspannung  $V$  ist ja im Integranden die Größe  $x \cdot n_A$  maßgebend. Da das  $x$  für die durch die Verbreiterung der Randschicht hinzukommenden Störstellen verhältnismäßig groß, für die in die Gegenelektrode übergehenden Störstellen aber sehr

klein ist, genügt zur Aufrechterhaltung der Spannung eine kleinere Anzahl der neu hinzukommenden Störstellen. Das heißt aber, daß die Feldstärke am Rande abnimmt und damit auch der Sperrstrom geringer wird.

Zur Erzielung einigermaßen reproduzierbarer Strom-Spannungskennlinien werden die aus der Fertigung kommenden Selen-Gleichrichter formiert, die Formierung besteht in dem Anlegen einer Sperrspannung. Bei der Formierung mit einer konstanten Sperrspannung beobachtet man den in Abb. 1 schematisch dargestellten zeitlichen Stromverlauf. Nach einem anfänglichen Stromanstieg fällt der Sperrstrom asymptotisch auf einen Endwert ab. Mißt man den Sperrstrom der formierten Gleichrichter erneut nach einiger Lagerzeit, so muß man feststellen, daß sich der Sperrstrom wieder erhöht hat. Die Erhöhung ist um so größer, je länger und je wärmer der Gleichrichter nach der Formierung gelagert worden ist. Diese Erscheinung ist als Sperrstromlageralterung bekannt (Abb. 2).

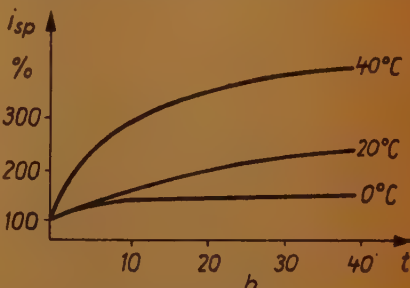


Abb. 2. Zunahme des Sperrstromes nach Lagerung bei verschiedenen Temperatur

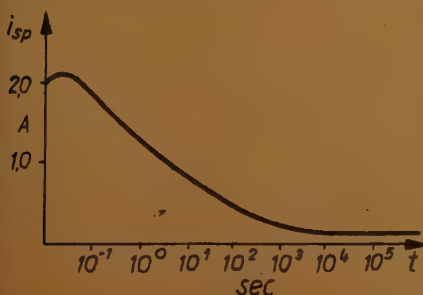


Abb. 1. Zeitlicher Verlauf des Sperrstromes bei der Formierung

Die bei der Formierung und Lagerung auftretenden Erscheinungen können jetzt ohne Schwierigkeiten durch die beschriebene Wanderung der Störstellen erklärt werden. Unter dem Einfluß der Formierungsspannung bewegen sich die Störstellen in der Randschicht auf die Gegenelektrode hin und rufen an der Grenze Metall-Halbleiter eine Konzentrationserhöhung und damit, wie bereits erklärt, eine Erhöhung des Sperrstromes hervor. Ist die Randkonzentration so groß geworden, daß ein Übergang der Störstellen in die Gegenelektrode möglich ist, so wird von diesem Zeitpunkt an die Stromstärke immer mehr absinken. Durch die allmähliche Verarmung entferntere Gebiete in der Randschicht an Störstellen verringert sich die Zahl

der übertretenden Störstellen mit der Zeit immer mehr, der Sperrstrom nähert sich einem Endwert.

Nach dem Abschalten der Formierspannung bleibt die durch das Konzentrationsgefälle der Störstellen hervorgerufene Diffusionsspannung bestehen, die einen langsamen Ausgleich dieses Gefälles und eine allmähliche Rückwanderung der Störstellen aus der Metallelektrode in die Randschicht des Halbleiters verursacht. Damit ergibt sich etwa die in Abb. 3 angedeutete Störstellen-

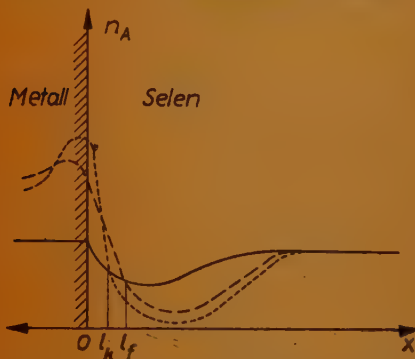


Abb. 3. Verteilung der Störstellen  $n_A$  vor (—), bei (---), kurz nach (—) der Formierung. Randschicht vor der Formierung  $O-l_k$ . Randschicht nach der Formierung  $O-l_f$ .

verteilung vor, bei und kurz nach der Formierung.

Die Lageralterung und deren Temperaturabhängigkeit lassen sich durch diese Rückdiffusion deuten, die um so schneller erfolgt, je höher die Temperatur ist.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 8 Seiten)

## Kontaktrauschen in Empfängern und Verstärkern

Der Verstärkung kleiner Spannungen sind Grenzen gesetzt durch das Rauschen in Empfängern und Verstärkern, das auf unregelmäßige Elektronenbewegung zurückzuführen ist. Es sind zu unterscheiden: Röhrenrauschen infolge des Schroteffektes (frequenzunabhängig); Widerstandsrauschen infolge der Brownschen Molekularbewegung (frequenzunabhängig) und wegen schwankender Übergangswiderstände zwischen den Körnern der Widerstände (nur im Frequenzbereich bis etwa 1 kHz); Kontaktrauschen. Letzteres tritt ohne strenge Gesetzmäßigkeit auf und war bisher in seinen Ursachen nicht geklärt.

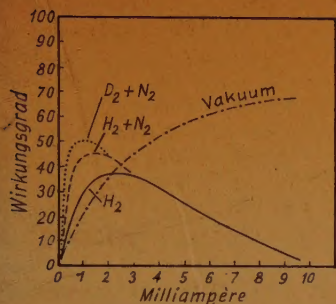
Es wurde nunmehr nachgewiesen,<sup>1)</sup> daß das Kontaktrauschen als Widerstandsrauschen gelten muß. Durch Schalten von Kontakten wird die Leitfähigkeit der Kontaktoberflächen so verändert, daß große Widerstände auftreten. Oft ist Widerstandsrauschen von Kontakten noch von anderen Rauscherscheinungen begleitet, die von den Schwankungen des Kontaktwiderstandes infolge von Erschütterungen herrühren (Prellrauschen). Kennzeichnend für das Kontaktwiderstandsrauschen ist, daß seine Stärke mitunter längere Zeit anhält und dann unvermittelt eine sprunghafte Änderung erfährt. In manchen Fällen wächst die Rauschneigung von Kontakten mit öfterem Schalten. Alle Kontaktwerkstoffe haben eine mehr oder minder große Neigung zu rauschen. Am besten verhält sich Feingold; es folgen Silber, dann Platin. Die Legierungen der Edelmetalle haben in der Regel eine größere Rauschneigung als die reinen Edelmetalle. Wenn beide Kontakte aus dem gleichen Metall bestehen, ist die Rauschneigung am größten; sie kann durch Paarung artfremder Werkstoffe vermindert oder sogar unterdrückt werden.

Über die Bildung der rauschenden Schicht auf den Kontaktoberflächen gibt es verschiedene Anschauungen: 1. Entstehung feinen Metallstaubes mit absorbierenden Gasschichten; 2. Deformation des Metallgitters an der Berührungsstelle durch die Hammerwirkung beim Schließen der Kontakte; 3. Umwandlung des Gitters durch die Hammerwirkung in eine nichtleitende kristalline Spielart. Eine 4. Anschauung, daß die Veränderungen der Kontaktoberfläche auf Reiboxydation zurückgehen, scheint sich nicht zu bestätigen. S.

## Entladung freier Elektronen in Gasen bei Drücken von 1 Atm. und mehr

Im Verlauf von Untersuchungen über die Koronaentladung wurde ein Verfahren gefunden, um eine Entladung freier Elektronen in Gasen bei Drücken von 1 Atm. und mehr hervorzurufen. Dazu müssen alle als Elek-

<sup>1)</sup> Wilhelm Rump: „Über das Kontaktrauschen“, Metallforschung Nr. 5/47, S. 138...144.



Links: Wirkungsgrade einer Kaltkathoden-Gleichrichterröhre für 10 kV angelegte Wechselspannung

Rechts: Aufbau einer Gleichrichterröhre für 100 kV

Abb. Die Entladungselektrode besteht aus einer oder mehreren feinen Wolframspitzen, während ein Metallniederschlag auf der Innenwand der Röhre als Sammelelektrode dient. Als Füllungen wurden erprobt: beispielsweise  $H_2$  bei 1 Atm; 30 vH  $H_2$  und 70 vH  $N_2$ ; 80 vH  $H_2$  und 20 vH  $D_2$  (Deuterium). In Röhren, die teilweise Stickstoff enthalten, werden die Elektrodenspitzen bei Entladungsstromstärken von über 0,5 mA je Spitze heiß und erreichen bei 1 bis 5 mA je Spitze Temperaturen bis 2000° C. Dies ist beim Aufbau der Röhren zu berücksichtigen.

tronenfänger geeigneten Gasatome aus der Entladungsröhre bis auf ein Verhältnis unter 1:100 Millionen beseitigt werden; dann gelangt man zu einem großen Unterschied zwischen der Beweglichkeit von Elektronen und positiven Ionen.

Den Aufbau einer Gleichrichterröhre nach dem Kaltkathodenverfahren zeigt obenstehende

Gleichrichter mit kalter Katode<sup>1)</sup> haben für gewisse Anwendungsgebiete Vorteile gegenüber anderen Gleichrichtern, vorausgesetzt, daß die Anforderungen an Stromstärke nur klein sind. Die Möglichkeiten, die sie bieten, sind noch nicht vollkommen erforscht. S.

<sup>1)</sup> Willard H. Bennet: A cold cathode rectifier; 'J. of. Applied Physics', Bd. 18, Mai 1947, S. 479...482

Weiterverkehr  
 Rundfunk  
 Elektroakustik  
 Fernschreiber  
 Eisenbahnsicherungsdienst  
 Bauelemente für  
 Telefonie und Telegrafie  
 u. a. m.



C. Lorenz A.-G. Berlin-Tempelhof



## Vicalloy, ein bearbeitbares Material für Dauermagnete

Mit den hervorragenden magnetischen Eigenschaften der Aluminium-Nickel-Stähle muß man eine außerordentliche Sprödigkeit dieser Legierungen in Kauf nehmen. Da die Sprödigkeit die Bearbeitung verbietet, ist man gezwungen, die Magnete zu gießen und zu schleifen. Mit einer neuen Legierung, Vicalloy genannt, werden diese Nachteile zum größten Teil überwunden, da Vicalloy trotz seiner magnetischen Eigenschaften, die denen der Aluminium-Nickel-Stähle kaum nachstehen, gewalzt, gezogen, gestanzt, gebohrt und geschnitten werden kann.

Als 0,05 mm dickes und 1,2 mm breites Band wird Vicalloy von der Western Electric als Tonträger für Magnetongeräte verwendet.

Für die Zusammensetzung der neuen Legierung werden nur ungefähre Angaben gemacht:

Eisen .....	30...52%
Kobalt .....	36...62%
Vanadium .....	4...16%

Nach dem Abschrecken in einem Ölbad von 1200° C hat das Material eine Remanenz von 4950 Gauß und eine Koerzitivkraft von 51 Örstedt. Durch eine Alterung von 8 Stunden bei 600° C steigt die Remanenz auf 9000 Gauß und die Koerzitivkraft auf 300 Örstedt. Als besondere Merkwürdigkeit wird berichtet, daß ein Vicalloy mit einem Vanadiumgehalt von 14% fast unmagnetisch ist, bevor durch Kaltwalzen oder Ziehen sein Querschnitt auf 5% des ursprünglichen Wertes verringert und danach das Material bei 600° C gealtert worden ist, dann aber den sehr hohen Energiewert (B.H.) von  $2,8 \cdot 10^6$  in seiner Längsrichtung hat, während in der Querrichtung der Energiewert nur einen Bruchteil davon beträgt.

Dr. F.

(Wireless Engineer, Juli 1947)

## Phasenschieberkondensatoren

Der Phasenschieberkondensator findet für Impulsoszillatoren Verwendung. Er ist als vierteiliger Plattenkondensator ausgebildet, dessen Eingangsseite aus vier getrennten Quadranten besteht, während die Ausgangsseite eine gemeinsame drehbare Kreisscheibe

## HF ≈ MESSGERÄTE

*Wir liefern:*

Röhrenvoltmeter  
Meßverstärker  
Leitwertmesser  
Frequenzmesser  
Kapazitätsmesser  
Selbstinduktionsmesser  
Quarze  
HF - Laboreinrichtungen

## HF ≈ MESSUNGEN

*Wir führen Labormessungen durch:*

Verlust- und Gütefaktormessungen  
Kapazitäts- und Induktivitätsmessungen  
Eichung und Abgleich von HF-Geräten  
HF-Empfindlichkeitsmessungen  
Tonfrequenzmessungen  
Klirrfaktormessungen  
Prüfung von Verstärkern, Röhren, HF-Kabeln

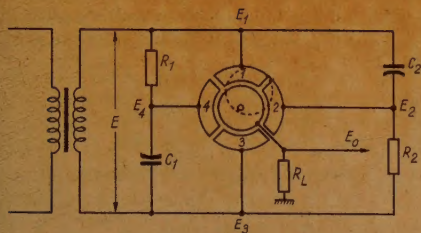
**Rohde & Schwarz**



**Rohde & Co.** G. m.  
b. H.

BERLIN W 30 · AUGSBURGER STRASSE 33 · TELEFON: 913762

*Wir kaufen gebrauchte und reparaturbedürftige HF - Meßgeräte*



Schaltschema für einen Phasenschieberkondensator.  
E = Eingangsspannung,  $E_0$  = phasenverschobene Ausgangsspannung

darstellt. Als Dielektrikum dient ein Luftspalt. Die Kapazitätsveränderung erfolgt proportional dem Drehwinkel. Dank großer Herstellungsgenauigkeit beträgt die Abweichung des bewirkten Phasenwinkels von dem durch den Drehwinkel gegebenen Sollwert nur Bruchteile eines Prozents. Das Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsspannung beträgt 12:1. Die Brauchbarkeit des Phasenschieberkondensators erstreckt sich auf Frequenzen zwischen 100 und 800 kHz. Es liegt auch ein Dreiphasenschieber vor; seine Rotor-

platte hat einen Umriß, der angenähert einer Herzkurve gleichkommt. S.  
(P. J. Nilsen: Capacitor Type Continuous Phase Shifter; 'Radio News' Nr. 6/47, S. 9.)

## Verstärker für Elektrokardiographie

Die Aufnahme von Elektrokardiogrammen<sup>1)</sup> wird gewöhnlich so vorgenommen, daß der Strom bzw. die Spannung des Herzmuskels durch zwei am Körper des Patienten angelegte Elektroden abgeleitet und mittels eines Oszillographen aufgezeichnet wird. Im Laufe der Zeit ging man dazu über, die durch das Herz hervorgerufenen elektrischen Spannungen zu verstärken und durch einen Schleifenoszillographen zu registrieren. Die Verwendung eines Verstärkers hat den Vorteil, daß sein Eingangskreis hochohmig ausgebildet und daher die Herzspannung gemessen werden kann; hierdurch wird auch die Handhabung des Gerätes einfacher.

Als Verstärker für die Elektrokardiographie dienen im allgemeinen dreistufige Widerstandsverstärker. Ihr Aufbau muß be-

<sup>1)</sup> Das Elektron Nr. 3/1947

# KURT KÖNIG

BERLIN-FRIEDENAU • ODENWALDSTRASSE 11 • FERNSPRECHER: 2466 06

## ABTEILUNG I:

Rundfunk- und Elektro-Großhandlung,  
Spezialität: Bastler-, Reparatur- und  
Ersatzteile

## ABTEILUNG II:

Fabrikation von Flußlicht-Skalen für  
Industrie und Bastler

## ABTEILUNG III:

Neuzeltliche fachmännisch geleitete  
Rundfunk-Entwicklungs- sowie Elektro-  
und Lautsprecher-Reparatur-Werkstatt



NUR FÜR WIEDERVERKÄUFER



rücksichtigen, daß auch Spannungen sehr niedriger Frequenz übertragen werden müssen. Dies kann durch große Kopplungskondensatoren und Gitterableitungswiderstände geschehen oder dadurch, daß die zu messenden Herzaktionsspannungen höherfrequenten Impulsen aufgedrückt werden. Hierbei wird zweckmäßigerweise die Herzaktionsspannung durch einen Unterbrecher mit hoher Frequenz zerhackt und dann verstärkt.

Um die Anfälligkeit von Verstärkern mit hohem Eingangswiderstand gegen störende Wechselfspannungen (Lichtnetz) zu beseitigen, gibt es mehrere Möglichkeiten: Abschaltung der Störquellen, Abschirmung des Patienten gegen die Störfelder oder Kompensation der

an den Elektroden vorhandenen Störspannungen durch eine Spannung, die dem Verstärker in entgegengesetzter Phase zugeführt wird.

Die neuesten Entwicklungsarbeiten haben als Ziel, die Handhabung der Geräte zu vereinfachen und vor allem die Einführung netzgespeicherter Verstärker zu fördern. S.

(Umfang der Originalarbeit 6 Seiten)

## Zeichnungen

nach Entwürfen des Verfassers von

FUNK und TON : 16  
Trestler . . . . . : 26  
Sommermeier . : 10  
Hennig . . . . . : 6

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik G. m. b. H., Berlin N 65, Glasgower Str. 2. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Bezugspreis vierteljährlich 9.— RM zuzüglich Zustellgebühren. Die Abonnementsgebühren werden innerhalb Groß-Berlins durch die Filialboten der Druckerei- und Vertriebsgesellschaft m. b. H. kassiert. Bestellungen beim Verlag, bei der Druckerei- und Vertriebsgesellschaft m. b. H., Vertriebsabteilung FUNK UND TON, Berlin W 8, und deren Filialen in allen Stadtteilen Berlins, bei allen Postämtern und den Buch- und Zeitschriftenhandlungen. Anzeigenverwaltung: Berliner Werbe Dienst, Berlin W 8. Telefon 42 51 81. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berliner Str. 105/106.

... wer bastelt, kennt

**VINETA-Funk**

FRITZ W POST  
G M A H

Das RUNDfunk · FACHGESCHAFT

BEACHTEN SIE UNSERE  
WERBEFUNKSENDUNGEN

BLN.-PANKOW · BERLINER STRASSE 77 · TEL.: 42 63 77 (48 23 77)

BLN.-LICHTENBERG · FRANKFURTER ALLEE 194 · TEL.: 55 33 49

... wer bastelt, kennt

**VINETA-Funk**  
FRITZ W. POST

# Das RUNDfunk - FACHGESCHÄFT

BEACHTEN SIE UNSERE  
WERBEFUNKSENDUNGEN

BLN.-PANKOW • BERLINER STRASSE 77 • TEL.: 42 63 77 (48 23 77)

BLN.-LICHTENBERG · FRANKFURTER ALLEE 194 · TEL.: 553349